Reibungsmodell für Schwerionenreaktionen mit Anwendungen

INAUGURALDISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der
Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von
Helga Kalinowski
aus Tangerhütte

Juni 1975

Reibungsmodell für Schwerionenreaktionen mit Anwendungen

I N A U G U R A L D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung der Doktorwürde

der

Freien Universität Berlin

Fachbereich Physik

vorgelegt von

Helga K a l i n o w s k i

aus Tangerhütte

-Juni 1975 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Priv. Doz. Dr. D.H.E. Groß

2. Gutachter: Prof. Dr. H. Gabriel

Promotion: 22.8.75

Inhaltsverzeichnis Seite

Übersicht

1. Einleitung 1
2. Experimentelle Ausgangssituation 2
3. Das Modell,Beschreibung der Funktionsweise und Herleitung der Gleichungen 7
4. Verwendete Parameter,Potential und Reibung 12
   4.1 Coulombpotential 12
   4.2 Kernpotential 14
   4.3 Wechselwirkungsbarrieren 23
   4.4 Reibung 26
5. Lösung der Gleichungen,Diskussion der Parameterabhängigkeit 29
   5.1 Randbedingungen und Berechnung des Streuwinkels 29
   5.2 Reibung proportional einer FERMI-Funktion 31
   5.3 Reibung proportional dem Quadrat der Kernkraft 34
   5.4 Fusionsbarrieren 40
   5.5 Wechselspiel zwischen Reibung und Potential 41
   5.6 Allgemeine Eigenschaften des Modells 41
6. Zusammenfassende Diskussion 43

Tabellen 1 - 20 46
Figuren 1 - 24 64
Literaturverzeichnis 88

Übersicht

Das Modell klassischer Bahnen unter Berücksichtigung von Reibungskräften wird für die Schwerionenstreuung angewendet. Es ist in der Lage,die Energie- und Massenabhängigkeit der Fusionsquerschnitte und den Winkel-Energie-Zusammenhang der direkten tief inelastischen Streuquerschnitte zu beschreiben. Das verwendete Kernpotential wird als Faltung über mittlere Dichten und Einteilchenpotentiale für alle Systeme in gleicher Weise berechnet.Die Reibung wirkt in radialer und tangentialer Richtung,ihre Parameter werden variiert.Durch geeignete Wahl der Radialabhängigkeit der Reibung als Quadrat der aus dem Kernpotential zu berechnenden Kernkraft bleiben nur noch zwei Parameter frei,die Stärke der radialen und der tangentialen Reibung.Mit zwei festen Zahlen hierfür ist es möglich 121 Fusionsquerschnitte in ihrer Energie- und Massenabhängigkeit gut zu reproduzieren und gleichzeitig Querschnitte für die tief inelastische Streuung zu beschreiben.Dabei ist das Modell nicht sehr empfindlich auf leichte Variationen der Parameter.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548902_0043

1. Einleitung

Seit wenigen Jahren bestehen die experimentellen Möglichkeiten schwere Ionen bis zum Krypton, Masse 84, auf hohe Energien zu beschleunigen. Macht man Streuexperimente damit an schweren Targets für Energien oberhalb der Wechselwirkungsbarriere, so zeigen die Reaktionsprodukte gewisse einfache, auch in den verschiedenen Systemen stets wiederkehrende Züge. So wächst der Abschneidedrehimpuls L_{Kr} für den Fusionsquerschnitt mit der Energie (Tab. 18, Spalte L_{Kr}^{exp}, [1-15]). L_{Kr} ist offensichtlich abhängig vom Eingangskanal. Außerdem gibt es große Wirkungsquerschnitte für inelastische Streuung bei schweren Systemen ([16-18], Fig. 22). Die Energieverluste für die inelastischen Reaktionsprodukte sind in der Größenordnung von 100 MeV und mehr. Die DE BROGLIE-Wellenlänge $\lambda = \hbar / \sqrt{2\mu E_{SP}}$ ist klein verglichen mit der geometrischen Kernausdehnung $R = 1.3 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$

$^{12}C + ^{27}Al$, $E(lab) = 44.3$ MeV

$\lambda_\infty = 1.82$ fm $< \lambda_{WB} = 2.26$ fm $< R = 6.88$ fm

$^{40}Ar + ^{232}Th$, $E(lab) = 379$ MeV

$\lambda_\infty = 0.025$ fm $< \lambda_{WB} = 0.40$ fm $< R = 12.43$ fm

Da also die Wellenlänge klein gegen die Kernausdehnung ist, und die zu behandelnden Effekte nicht von der speziellen inneren Struktur des Projektil-Target-Systems abhängen, kann man eine klassische Beschreibung dafür versuchen.

Es soll ein Modell verwendet werden, in dem die Bewegung der Teilchen durch eine NEWTONsche Bewegungsgleichung unter Wirkung eines Zentralpotentials und einer Reibungskraft beschrieben wird. Das Modell wurde zuerst vorgeschlagen von GROSS u.a. 1973 [19]. Es eignet sich zur quantitativen Beschreibung sowohl der Fusionswirkungsquerschnitte, als auch der tief inelastischen Querschnitte. Für die Reibung wird ein phänomenologischer Ansatz gemacht. Theoretisch gut begründete Ansätze, die sie auf experimentell genügend bekannte

Größen zurückführen, gibt es bisher nicht. Unabhängig davon ist es von Interesse zu wissen, ob das Konzept der klassischen Reibungsbahnen in der Schwerionenstreuung mit Erfolg angewendet werden kann.

Im zweiten Kapitel werden die im folgenden verwendeten experimentellen Daten behandelt, und es wird auf Schwierigkeiten der experimentellen Abgrenzung der Reaktionen eingegangen. Im dritten Kapitel werden das Modell, seine Voraussetzungen und seine Wirkungsweise besprochen. Das vierte Kapitel behandelt die Parameter des Differentialgleichungssystems, d.h. also die Reibungsterme und das Kernpotential. Die Lösungen der Gleichungen und ihre Abhängigkeit von der speziellen Parameterwahl werden im fünften Kapitel diskutiert. Und schließlich enthält das sechste Kapitel einen zusammenfassenden Überblick über die Ergebnisse der Arbeit und die noch verbleibenden Probleme.

2. Experimentelle Ausgangssituation

Bei der Streuung schwerer Ionen aneinander treten neben der elastischen Streuung auf 1) Compoundkernbildung, meßbar über isotrop verteilte Spaltprodukte (σ_S) oder Restkerne nach Aussendung weniger Teilchen (σ_T), 2) Produkte, die den Target- und Projektilmassen nahe kommen, dabei aber weit weniger kinetische Energie besitzen als der Einschußenergie entspricht. Diesen zweiten Reaktionstyp nennt man tief inelastische Streuung. Der Reaktionswirkungsquerschnitt σ_R, d.h. der Teil des Wirkungsquerschnittes der gerade nicht zur elastischen Streuung beiträgt, setzt sich zusammen aus dem Wirkungsquerschnitt für Compoundkernbildung, genannt Fusionsquerschnitt σ_F, und dem Wirkungsquerschnitt für direkte inelastische Streuung σ_D

$$(1) \qquad \sigma_R = \sigma_F + \sigma_D = \sigma_S + \sigma_T + \sigma_D$$

Experimentelle Daten für Fusionsquerschnitte liegen zum Teil schon seit längerer Zeit vor [1-15].Daten zur inelastischen Streuung erst seit kurzem.In den bis Anfang 1975 veröffentlichten Experimenten,die im folgenden verwendet werden sollen,ist nur für ein System (^{84}Kr + ^{209}Bi) der tief inelastische und der Fusionsquerschnitt gleichzeitig gemessen worden,in allen anderen Fällen nur σ_F oder σ_D. Ebenso ist es kaum möglich,veröffentlichte Daten zur elastischen Streuung für denselben Fall zu finden.Lägen alle drei Wirkungsquerschnitte vor,so könnte man rückschließen auf die Güte der Messungen von σ_F und σ_D,und vielleicht in Fällen,in denen diese sehr gut bekannt sind, sogar auf die Gültigkeit von optischen-Modell-Rechnungen zur elastischen Streuung und den daraus extrahierten Reaktionsquerschnitten.Zur Zeit ist man noch auf Abschätzungen über den Reaktionsquerschnitt angewiesen und in den Fällen,in denen die direkten tief inelastischen Reaktionen vermessen wurden,meist auch auf Annahmen über σ_F,die in die Systematik der anderen Fusionsdaten passen.Dies ist keine sehr glückliche experimentelle Ausgangssituation.

Es wäre sehr hilfreich,wenn man an den experimentellen Ergebnissen eine Konsistenzprüfung nach Gl. (1) vornehmen könnte,denn es hat sich im Laufe der Zeit herausgestellt, daß die anfänglich verwendeten Methoden zur Bestimmung des Fusionswirkungsquerschnittes σ_F unzureichend waren.Die erhaltenen Werte unterscheiden sich zum Teil beträchtlich von den später mit zuverlässigeren Methoden und detaillierterer experimenteller Erfahrung gemessenen (Tab.1).

Man verwendete zunächst Glimmerplatten zur Registrierung der Teilchen.Ein Ion hinterläßt in diesem Material eine makroskopische Spur,die durch Nachätzen gut sichtbar gemacht werden kann und von Hand mit Hilfe eines Mikroskopes gezählt wird.Die Anzahl der Spuren ist ein Maß für den Wirkungsquerschnitt.Dabei liegen die Schwierigkeiten hauptsächlich darin festzustellen,ob die Spur tatsächlich von dem schweren Restkern nach Aussendung weniger Teilchen aus

aus dem Compoundkern herrührt,und ob alle Restkerne auch tatsächlich eine Spur hinterlassen.Man muß die Registriereigenschaften des Glimmers als Funktion der Masse,der Ladung und der Energie kennen,man muß wissen ob und ab wann 100% der Teilchen registriert werden,und ob nicht elastische Streuung,Transferreaktionen oder unvollständige Fusion wesentlich beitragen.

Elastische Streuung kann wegen der Art der Winkelverteilung ausschließen - große Wirkungsquerschnitte treten nur in einem ganz schmalen Winkelbereich bei Vorwartsstreuung auf - Transferreaktionen wegen der zu geringen Energie,unvollständige Fusion dagegen nicht,d.h. Bildung eines Gesamtsystems das nicht seinen Gleichgewichtszustand erreicht,sondern vorher schon zerfällt.

Die Auswertung von Spuren auf Glimmerplatten zur Bestimmung von Fusionsquerschnitten ist also recht diffizil.

Später verwendete man statt dessen E-ΔE-Zähler-Teleskope, die die Bestimmung von Energie und Ladung des durchgehenden Teilchens ermöglichen.Die Unsicherheit über 100%ige Registrierung sind damit beseitigt,aber ohne Koinzidenzmessung kann man immer noch nicht sicher unvollständige Fusion aussondern.

Insgesamt kann man sagen,daß die Experimente nach 1972 einigermaßen verträglich miteinander sind,d.h. daß ungefähr vergleichbare Fälle auch etwa gleiche Resultate für σ_f zeigen. Größere Unterschiede z.B. zwischen $^{40}Ar + {}^{109}Ag$,E(lab)=288MeV und σ_f =1270+190 mb und $^{40}Ar + {}^{121}Sb$,E(lab)=300 MeV und σ_f=1820+110 mb sind wohl auf experimentelle Ungenauigkeiten zurückzuführen.Leider liegen noch keine schriftlichen Daten über den erneut gemessenen Antimonfall vor,es steht nur fest,daß die Wirkungsquerschnitte kleiner sind [8].Für ganz schwere Systeme wie $^{84}Kr + {}^{209}Bi$ bzw. $^{84}Kr + {}^{238}U$ gibt es experimentell meist nur obere Grenzen für σ_f (Tab.18).

Aus Experimenten bis 1970 konnte man ablesen, daß der "kritische Drehimpuls" L_{Kr} aus

$$(2) \qquad \sigma_F = \bar{u}\,\lambda^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\,T_\ell \quad , \qquad T_\ell = \begin{cases} 1, & \ell < L_{Kr} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

$$\sigma_F = \bar{u}\,\lambda^2 \,(L_{Kr}+1)^2 \qquad \text{"sharp cut off"}$$

konstant ist bei verschiedenen Einschußenergien. Dies wird auch in einem älteren Modell [48] beschrieben. Experimente seit 1972 zeigen klar, daß L_{Kr} zunimmt mit zunehmender Einschußenergie (Tab.18).

Die Größe des Wirkungsquerschnittes für Compoundkernbildung ist hauptsächlich eine Funktion des Eingangskanals, denn die Wirkungsquerschnitte zur Bildung des gleichen Compoundkerns bei gleicher Anregungsenergie aus verschiedenen Anfangskombinationen sind verschieden, damit auch die kritischen Drehimpulse (Tab.2). Diese Feststellung ist ein wesentlicher Ausgangspunkt des Modells.

Neben den Experimenten zur Fusion gibt es auch experimentelle Daten zur direkten inelastischen Streuung. Hier sollen benutzt werden die Experimente $^{40}Ar + {}^{232}Th$, E(lab)=379 MeV [16] und $^{16}O + {}^{93}Nb$, E(lab)=131 MeV [18].

Für das Th-Experiment sieht man in der dreidimensionalen Auftragung Wirkungsquerschnitt gegen Endenergie des leichten Teilchens und Schwerpunktsstreuwinkel ([17], Fig.1) für den speziellen K-Ausgangskanal ein Maximum in der Gegend der Einschußenergie, von dort einen Rücken zu kleineren Endenergien und kleineren Winkeln hin, und schließlich bei noch kleineren Energien zwischen 100 und 150 MeV einen Rücken der sich zu größeren Winkeln hinzieht. Ein Schnitt für festen Streuwinkel Θ ergibt also eine Kurve mit zwei Maxima, eines in der Nähe der Einschußenergie, und eins abhängig vom Winkel bei sehr viel kleineren Energien. Die von WILCZYNSKI dazu angegebene Erklärung lautet [17]: durch Reibung werden Pro-

jektil und Target in engem Kontakt gehalten,und das gesamte System rotiert,je kleiner der Drehimpuls desto länger, und so deshalb über umso größere Winkelbereiche (Fig.2). Für den Schwerpunktsstreuwinkel heißt das zu negativen Winkeln und entspricht im oberen Teil von Fig.2 den nach links abfallenden Konturen.Diese Rotationen treten für beide Seiten des Targetkerns auf,dadurch erhält man auch die gespiegelte Kontur,und auf positive Winkel beschränkt ergibt das genau den Verlauf der beiden Rücken in Fig.1. Der in Fig.2 nahegelegte eindeutige Zusammenhang zwischen Endenergie und Winkel des Systems entspricht in Fig.1 einer Linie die die maximalen Zählraten verbindet.Verschmierungen über diese Linie sollen zunächst nicht betrachtet werden.

Beide Experimente sind von WILCZYNSKI ausgewertet in der Weise,daß sie leicht mit den folgenden Rechnungen zu vergleichen sind [20].Man kennt den totalen Wirkungsquerschnitt für Streuung zu negativen Winkeln,den differentiellen Wirkungsquerschnitt (Fig.15) und die kinetische Endenergie des Systems (Fig.16) für einen speziellen Ausgangskanal als Funktion des Schwerpunktsstreuwinkels.Für das Th-Experiment wurde der K-Ausgangskanal als repräsentativ ausgewählt, tatsächlich müßte man die Summe aller Ausgangskanäle mit der Rechnung vergleichen.Für zwei Winkel,einmal in der Nähe und einmal weit entfernt vom Regenbogenwinkel Θ_R ist diese Summe in vereinfachter Weise gebildet.Man müßte die im Laborsystem vorliegenden Meßdaten [16] punktweise ins Schwerpunktsystem transformieren und dann addieren.Unter der Annahme, daß die Transformation das relative Verhalten am Regenbogen und weit weg davon -also für fast elastische und für tief inelastische Streuung (vgl. Fig.16) - kaum ändern wird,kann man auch erst addieren und dann transformieren.So sind die beiden Summenpunkte in Fig.15 gewonnen.Die Festlegung des mittleren Energieverlustes bei solch einer Summation macht Schwierigkeiten.Man könnte z.B. die individuellen Energieverluste gewichtet mit dem zum gleichen Winkel gehörenden Wirkungsquerschnitt addieren.Um diese Willkür zu vermeiden, wäre es besser entweder eine Rechnung mit expliziter

Berücksichtigung der verschiedenen Ausgangskanäle zu machen und sich so also den experimentellen Gegebenheiten mehr anzupassen, oder einfacher wieder nur einen Ausgangskanal z.B. ^{42}K als repräsentativ für die Summe aller Endkanäle zu verwenden. Dies wird im folgenden getan.

Die gleiche Art der Auswertung der experimentellen Daten liegt vor für $^{16}O + ^{93}Nb$ (Fig.20 + 21), der reprasentative Ausgangskanal ist ^{19}F.

3. Das Modell, Beschreibung der Funktionsweise und Herleitung der Gleichungen

Zur Beschreibung der experimentellen Daten für Fusionswirkungsquerschnitte und für tief inelastische Wirkungsquerschnitte soll ein klassisches Modell verwendet werden. Seine grundsätzliche Funktionsweise wird im folgenden erklärt.

Unter Annahme eines Zentralpotentials $V = V(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ wird das Zweiteilchensystem mit Hilfe von Relativ- und Schwerpunktskoordinaten in ein Einteilchensystem transformiert, dieses Teilchen folgt klassischen Bahnen, die durch NEWTONsche Bewegungsgleichungen [21] festgelegt sind. Wenn die beiden Teilchen einander dicht genug sind, d.h. wenn das Teilchen der reduzierten Masse μ sich in der Nähe des kleinsten Abstandes zum Kraftzentrum befindet, soll eine Reibung wirken die einen Energieverlust erzeugt. Für ein Teilchen im effektiven Potential $V_{eff} = V(r) + \frac{L^2}{2\mu r^2}$ heißt das z.B. für eine Bahn zum festen Drehimpuls L_1 (Fig.3) : das Teilchen kann die Potentialbarriere überwinden und in die Potentialmulde gelangen, wegen gleichzeitigen weiteren Energieverlustes diese aber nicht mehr verlassen. Das Teilchen mit festem Bahndrehimpuls L_2 wird außerhalb der zugehörigen Barriere schon reflektiert, das gilt für alle $L \geq L_2$. Ist die Reibung stark, werden alle Teilchen mit $L \leq L_1$ eingefangen, der zugehörige Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_F = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=0}^{L_1} (2\ell+1) = \pi \lambda^2 (L_1+1)^2$$

wird als Fusionsquerschnitt interpretiert.Ist die Reibung schwach,hat man Oszillationen in der Potentialmulde und es gibt neben der Einteilung der Bahnen nach L_1 und L_2 noch Bahnen zu $L \leq L_0$ die oberhalb der L_0-Potentialbarriere verlaufen,also nicht mehr zur Fusion führen;ein sogenanntes "Fenster" für $L_0 \leq L \leq L_1$ trägt nur zur Fusion bei.Es gibt experimentell bisher keine Anhaltspunkte für derartige Drehimpulsfenster in den Fusionsdaten.Zudem muß man bei schwacher Reibung das Potential weit innerhalb der Wechselwirkungsbarriere benutzen,wo einfachere Berechnungen des Kernpotentials nicht mehr gelten.Starke Reibung ist also vorzuziehen.

Von der Rechenmethode her unterliegt der Drehimpuls keinen Beschränkungen;es gibt also eine i.a. reelle Zahl L_{Kr},oberhalb der die Teilchen an der Barriere reflektiert,und unterhalb der sie eingefangen werden.L_{Kr} nennt man den "kritischen Drehimpuls".Quantenmechanisch gesehen sollte der Bahndrehimpuls ein ganzzahliges Vielfaches von $\hbar$ sein; im folgenden werden Bahnen im Abstand von $\Delta L = 2\hbar$ gerechnet, weil diese Genauigkeit zum Vergleich mit den Experimenten ausreicht,mehrere Drehimpulse fallen in die experimentellen Fehlerintervalle.L_{Kr} liegt also zwischen L_1 und L_2 in Fig.3.

Teilchen mit $L > L_2$ erleiden einen Energieverlust,er verschwindet schließlich für Bahnen zu $L > L_3$,d.h. die Trajektorien des Drehimpulsintervalles $L_2 < L < L_3$ bilden den direkten inelastischen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_D = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=L_2}^{L_3} (2\ell+1) \simeq \pi \lambda^2 (L_3^2 - L_2^2)$$

Durch Einführen einer Reibung in die klassischen Bewegungsgleichungen kann man also Compoundreaktionen und direkte inelastische Reaktionen gleichzeitig beschreiben.Unter gewissen vereinfachenden Annahmen soll diese Vorstellung an Hand experimenteller Daten überprüft werden.

Eine die Rechnung wesentlich abkürzende Annahme ist der Verzicht auf die Berücksichtigung verschiedener Endkanäle; Eingangs- und Ausgangskanal und damit z.B. Masse und Ladung darin sind in der Rechnung gleich.Zur Beschreibung von Compoundreaktionen ist das unerheblich,da nur ein Gesamtkern gebildet wird.Dagegen treten für die direkten tief inelastischen Reaktionen experimentell verschiedene Ausgangskanäle auf.Die Annahme des Modells ist nun,daß zunächst allein durch Energieverlust und gleiche Teilchen in Ein- und Ausgangskanal schon der Wirkungsquerschnitt für die Summe aller experimentellen Ausgangskanäle beschrieben wird.Die explizite Berücksichtigung von Transferkanälen würde die einfache Rechnung wesentlich komplizierter machen, es müßten zusätzlich freie Parameter eingeführt werden.Da in dieser Arbeit hauptsächlich Compoundwirkungsquerschnitte betrachtet werden sollen,und auch für das Th-Experiment keine Massenauflösung vorliegt,die die Festlegung der freien Parameter unter Umständen zulassen würde,soll die Annahme Eingangskanal gleich Ausgangskanal als praktikabel und erster Versuch zur Beschreibung benutzt werden.

Die Reibung muß nicht drehimpulserhaltend sein wie bisher der einfacheren Argumentation wegen angenommen wurde.Zur Rechnung verwendet wird eine radiale und eine tangentiale Reibung proportional der jeweiligen Geschwindigkeit.Diese Annahme ist naheliegend aber willkürlich.

Aus einer LAGRANGE-Funktion $\mathcal{L}$ und einer RAYLEIGHschen Dissipationsfunktion $\mathcal{F}$ [22] werden mit Hilfe der LAGRANGEschen Gleichungen für generalisierte Kräfte die NEWTONschen Bewegungsgleichungen hergeleitet

$$(3) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \dot{q}_i}\right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial q_i} = Q_i \quad , \quad Q_i = Q_i(\mathcal{F})$$

Die LAGRANGE-Funktion für ein ebenes zentralsymmetrisches System ist in Polarkoordinaten gegeben durch

$$\mathcal{L} = \frac{\mu}{2}\left(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2\right) - V(r)$$

Die Dissipationsfunktion für ein ebenes Problem ist gegeben durch

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{2} R_{ij}\,\dot{q}_i\,\dot{q}_j$$

$$= \frac{1}{2}\left(R_{11}\dot{q}_1\dot{q}_1 + R_{12}\dot{q}_1\dot{q}_2 + R_{21}\dot{q}_2\dot{q}_1 + R_{22}\dot{q}_2\dot{q}_2\right)$$

insbesondere in ebenen Polarkoordinaten

$$\mathcal{F} = \frac{1}{2}\left(R_{rr}\dot{r}^2 + R_{r\varphi}\dot{r}\dot{\varphi} + R_{\varphi r}\dot{r}\dot{\varphi} + R_{\varphi\varphi}\dot{\varphi}^2\right)$$

Die Reibungskraft Q_{q_i} ist allgemein

$$Q_{q_i} = -\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{q}_i}$$

$$Q_r = -\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{r}} = -\Big\{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{r}}R_{rr}\right)\dot{r}^2 + R_{rr}\dot{r} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{r}}R_{r\varphi}\right)\dot{r}\dot{\varphi}$$

$$+ \frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{r}}R_{\varphi r}\right)\dot{r}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{r}}R_{\varphi\varphi}\right)\dot{\varphi}^2\Big\}$$

$$Q_\varphi = -\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial \dot{\varphi}} = -\Big\{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{\varphi}}R_{rr}\right)\dot{r}^2 + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{\varphi}}R_{r\varphi}\right)\dot{r}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{r}$$

$$+ \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{\varphi}}R_{\varphi r}\right)\dot{r}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{r} + \frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial \dot{\varphi}}R_{\varphi\varphi}\right)\dot{\varphi}^2 + R_{\varphi\varphi}\dot{\varphi}\Big\}$$

Die Reibungskraft soll nur proportional der Abstands- und Winkeländerung sein, außerdem soll sie nur vom Abstand r und nicht vom Winkel abhängen;

$$Q_r = -\left\{R_{rr}\dot{r} + \frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{\varphi}\right\}$$

$$Q_\varphi = -\left\{\frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{r} + \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{r} + R_{\varphi\varphi}\dot{\varphi}\right\}$$

Damit erhält man aus (3)

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}(\mu\dot{r}) - \mu r\dot{\varphi}^2 + \frac{\partial V_{CN}}{\partial r} + R_{rr}\dot{r} + \frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{\varphi} = 0 \\ \frac{d}{dt}(\mu r^2\dot{\varphi}) + \frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{r} + \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{r} + R_{\varphi\varphi}\dot{\varphi} = 0 \end{cases}$$

Die Resultate müssen unabhängig davon sein ob die Winkel in positiver oder negativer Richtung durchlaufen werden, weil experimentell nicht unterschieden werden kann ob das Projektil rechts oder links am Targetkern vorbeifliegt, z.B. für die erste Gleichung heißt das

positiv: $\frac{d}{dt}(\mu\dot{r}) - \mu r\dot{\varphi}^2 + \frac{\partial V_{CN}}{\partial r} + R_{rr}\dot{r} + \frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{\varphi} + \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{\varphi} = 0$

negativ: $\frac{d}{dt}(\mu\dot{r}) - \mu r\dot{\varphi}^2 + \frac{\partial V_{CN}}{\partial r} + R_{rr}\dot{r} - \frac{1}{2}R_{r\varphi}\dot{\varphi} - \frac{1}{2}R_{\varphi r}\dot{\varphi} = 0$

Daraus ergibt sich wegen $\left.\begin{matrix} a+b=0 \\ a-b=0 \end{matrix}\right\} \Rightarrow 2a=0 \Rightarrow a=b=0$

$$\begin{cases} \frac{d}{dt}(\mu\dot{r}) - \mu r\dot{\varphi}^2 + \frac{\partial V_{CN}}{\partial r} + R_{rr}\dot{r} = 0 \\ \frac{d}{dt}(\mu r^2\dot{\varphi}) + R_{\varphi\varphi}\dot{\varphi} = 0 \end{cases}$$

Die beiden Reibungskoeffizienten haben die Dimensionen

$$R_{rr}\left[\frac{\text{Masse}}{\text{Zeit}}\right] \quad , \quad R_{\varphi\varphi}\left[\frac{\text{Masse}\ \ \text{Länge}^2}{\text{Zeit}}\right]$$

man macht die weitere Annahme

$$R_{\varphi\varphi} = \gamma r^2 R_{rr} \quad , \text{ wobei } \gamma < 1$$

d.h. der tangentiale Reibungskoeffizient $R_{\varphi\varphi}$ ist bis auf die Proportionalität zu r^2 nur ein Bruchteil des radialen Reibungskoeffizienten R_{rr}. Nach Einführung der neuen Koeffizienten

$$K_r \equiv R_{rr} \quad , \quad K_\varphi = R_{\varphi\varphi} / r^2$$

ist also zu lösen das gekoppelte Gleichungssystem

$$(4)\quad \begin{cases} \frac{d}{dt}(\mu\dot{r}) - \mu r\dot{\varphi}^2 + \frac{\partial V_{CN}}{\partial r} + K_r\dot{r} = 0 \\ \frac{d}{dt}(\mu r^2\dot{\varphi}) + K_\varphi\dot{\varphi} = 0 \end{cases}$$

Die erste Gleichung beschreibt die hauptsächliche Energiedissipation, die zweite Gleichung die Dissipation des Drehimpulses und damit verbunden einen weiteren Energieverlust. Verschwindet die tangentiale Reibung, ist also $K_\varphi \equiv 0$, so bleibt der Drehimpuls erhalten.

Alle Energie- und Winkelangaben in dieser Arbeit gelten im Schwerpunktsystem wenn nicht anders vermerkt.

4. Verwendete Parameter, Potential und Reibung

Zur Lösung des Gleichungssystems (4) benötigt man das Potential V_{CN} und die Reibungskoeffizienten K_r und K_φ. V_{CN} besteht aus Coulombanteil und Kernanteil

$$V_{CN} = V_C + V_N$$

4.1 Coulombpotential

Das Coulombpotential zweier ausgedehnter Ladungsverteilungen wird bei großem Uberlapp der Verteilungen vom 1/r - Verhalten abweichen. Um festzustellen, bis zu welchem Abstand ein 1/r - Potential noch gilt, kann man die Wechselwirkung als Faltungsintegral über zwei Ladungsdichten und die in diesem Fall bekannte Proton-Proton-Wechselwirkung schreiben

$$(5)\quad U_c(r) = \int d^3r' \rho_1(|\vec{r}'-\vec{r}|) \int d^3r'' \rho_2(r'') \frac{e^2}{|\vec{r}'-\vec{r}''|}$$

und dieses Integral nummerisch lösen. Man nimmt für die Ladungsverteilungen FERMI-Funktionen an mit den Parametern

$$\rho(r) = \frac{Z}{A} \cdot \frac{\rho_0}{1+\exp\frac{r-R_D}{a_D}} \quad , \int \rho d^3r = A$$

$$R_D = 1.12\, A^{1/3} - 0.86\, A^{-1/3} \text{ fm}$$

$$a_D = 0.54 \text{ fm}$$

Die Form und Größe der Parameter ist bestimmt durch Analyse von Elektronenstreuung oder Daten über myonische Atome über den gesamten Massenbereich ([29], s.Kap.4.2). Setzt man diese in Gl.(5) ein, so erhält man für Abstände $r \gtrsim R_D^1 + R_D^2 \equiv R_D^{12}$ für ein leichtes, ein mittleres und ein schweres Beispielssystem nur geringe Abweichungen vom Punktkernpotential (Tab.3).

$$V_c = Z_1 Z_2 \frac{e^2}{r}$$

R_D^{12} ist der sogenannte Dichteberührradius, bei dem die Einzeldichten sich zu 50% überlappen und die Gesamtdichte an diesem Punkt schon die Sättigungsdichte erreicht hat. In der Nähe dieses Abstandes wird das PAULI-Prinzip die Kerndichten beeinflussen, außerdem müßte explizit der Teilchenfluß aus dem Überlappbereich heraus berücksichtigt werden. Beides ist mit der Annahme dieser Dichteparameter vernachlässigt. Für Abstände $r \lesssim R_D^{12}$ ist diese einfache Berechnung des Faltungsintegrals aus physikalischen Gründen vermutlich nicht mehr gültig. Bis dorthin zeigen die nummerischen Werte für U_C nur Abweichungen kleiner als 3% vom 1/r - Verlauf, mit guter Näherung kann man also ein Punktkernpotential annehmen. Die relativen Abweichungen im symmetrischsten der drei Fälle sind natürlich am größten, weil dort der kleinere Kern relativ am wenigsten einer Punktprobeladung gleichkommt.

Wenn es gelingt bei der Lösung des Differentialgleichungssystems (4) nur Gebiete des Potentials außerhalb der

jeweiligen Dichteberührradien zu verwenden,ist die Annahme eines 1/r - Potentials für den Coulombanteil der Wechselwirkung also hinreichend gut.

4.2 Kernpotential

Zunächst kann man versuchen für den Kernanteil des Potentials den reellen Teil eines optischen Potentials zu benutzen,das an elastische Streudaten angepaßt wurde.Da für die meisten Target-Projektil-Kombinationen keine optischen Potentiale vorliegen,insbesondere nicht für schwere Systeme wie z.B. $^{40}Ar + ^{238}U$,muß man entweder eine Erweiterung auf die fehlenden Fälle an Hand der vorhandenen optischen Potentiale machen,oder man benutzt ein Modellkernpotential das auch die experimentellen Wechselwirkungsbarrieren für elastische Streuung wiedergibt.Ein solches Potential ist z.B. das auf der Basis einer liquid-drop-Theorie berechnete Potential

$$(6)\qquad V_B(r) = -a_S A_1^{1/3} A_2^{1/3} \frac{d}{R^{12}} \exp\left\{-\frac{r - R^{12}}{d}\right\}, \quad r \geq R^{12} \qquad [23]$$

$$a_S = 17.0$$
$$d = 1.35$$
$$r_0 = 1.07$$
$$R_B^{12} = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

Ein demgegenüber verbessertes Potential,in einer erweiterten liquid-drop-Theorie für sphärische Kerne berechnet,ist

$$(7)\qquad V_K(r) = -4 \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 c_S \left(\frac{R_1}{a}\cosh\frac{R_1}{a} - \sinh\frac{R_1}{a}\right) \cdot \left(\frac{R_2}{a}\cosh\frac{R_2}{a} - \sinh\frac{R_2}{a}\right) \frac{e^{-r/a}}{r/a}, \quad r \geq R_K^{12} \qquad [2$$

$$R_1 = r_0 A_1^{1/3}, \quad R_2 = r_0 A_2^{1/3}$$
$$R_K^{12} = R_1 + R_2$$

$$r_0 = 1.16 \quad , \quad a = 1.4$$

$$c_s = a_s \left[\left[1 - \alpha \left(1 - 2 \frac{z_1}{A_1} \right)^2 \right] \left[1 - \alpha \left(1 - 2 \frac{z_2}{A_2} \right)^2 \right] \right]^{-1}$$

$$\alpha = 4.0$$

$$a_s = 24.7 \pm 0.3 \ \text{MeV}$$

Die Potentiale zeigen mit zunehmendem A verschiedenes Verhalten (Fig.4).Für das leichte System ist V_B tiefer als V_K, für das schwere System ist es umgekehrt.Entsprechend verschiebt sich die Lage r_W der Wechselwirkungsbarriere,das ist das relative Maximum aus dem abstoßenden Coulombpotential und dem anziehenden Kernpotential für Drehimpuls 0.

$$V_{CB} = V_C + V_B \qquad \text{Bzw.} \qquad V_{CK} = V_C + V_K$$

Für das leichte System ist $r_W(V_{CB}) > r_W(V_{CK})$,für das schwere System $r_W(V_{CB}) < r_W(V_{CK})$.Dagegen ändert sich die Höhe der Wechselwirkungsbarriere kaum (Tab.4).

Für den Zweck der Berechnung der Compoundkernbildungsquerschnitte liegt der hauptsächliche Unterschied zwischen V_B und V_K in den unterschiedlichen Radien R^{12};für V_B ist das der Abstand für den sich die Dichteverteilungen zur Hälfte überlappen,für V_K ist es die Summe der äquivalenten scharfen Radien.In beiden Fällen gilt das Potential für Abstände $r \geq R^{12}$.V_B reicht in allen drei Fällen (Fig.4) bis zu kleineren Radien als V_K.Dieser Anfangsabstand beschränkt den nach dem beschriebenen Modell zu berechnenden Fusionsquerschnitt:Fusion ist hier nur möglich,wenn das effektive Potential $V_{eff} = V(r) + L^2 / 2\mu r^2$ noch ein Minimum hat. Man kann also das größte L angeben für das noch ein Minimum auftritt.Dabei stellt sich heraus,das für beide Potentiale die letzten Minima für $r < R^{12}$ auftreten,also nicht mehr im Gültigkeitsbereich des Kernpotentials liegen.Das höchste L für das ein Minimum noch auftritt wird also durch R^{12},und damit durch den Parameter r_0 bestimmt.In Tab.5 sind experimentelle kritische Drehimpulse als Maß für den

Fusionsquerschnitt angegeben,und zwar jeweils der Fall mit der höchsten experimentellen Energie.Ein Vergleich der Spalten 3,5 und 7 zeigt,daß bei Drehimpulserhaltung beide Potentiale nicht ausreichen,um die Experimente zu erklären.Auch die Hinzunahme tangentialer Reibung entsprechend dem in Kap.3 beschriebenen Modell ändert dies nicht grundsätzlich,da sie den kritischen Drehimpuls nur wenig verschiebt (s.auch Kap.5).In anderen Modellen allerdings ist es möglich,die Fusionswirkungsquerschnitte mit diesen Potentialen,und hauptsächlich mit Hilfe der tangentialen Reibung wiederzugeben [25].

Weiterhin besteht die Möglichkeit, das Kernpotential als Faltungspotential zu berechnen.Dabei kann man wie im Fall des Coulombpotentials eine Faltung über zwei Dichteverteilungen ϱ_1 und ϱ_2 und eine Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung V_{12} machen

$$U(r) = \int \varrho_1(|\vec{r}-\vec{r}'|)\, V_{12}(|\vec{r}'-\vec{r}''|)\, \varrho_2(r'')\, d^3r'\, d^3r''$$

oder man kann die Information ausnutzen,die ein experimentell über Nukleon-Kern-Streuung bestimmbares Einteilchenpotential schon enthält,und nur eine Faltung über das Einteilchenpotential V_1 des Kerns 1 und die Massendichteverteilung ϱ_2 des Kerns 2 machen

$$U_{12}(r) = \int V_1(|\vec{r}'-\vec{r}|)\, \varrho_2(r')\, d^3r'$$

Mit Hilfe von elliptischen Koordinaten läßt sich das Volumenintegral auf ein Flächenintegral zurückführen

$$(8)\quad U_{12}(r) = \frac{4\pi}{r} \int_{r/2}^{\infty} dx \int_{-r/2}^{+r/2} dy\; V_1(x-y)\, \varrho_2(x+y)\, (x^2-y^2)$$

Die Antisymmetrisierung ist hier nur mittelbar über das Einteilchenpotential enthalten,und U_{12} ist nicht symmetrisch bezüglich Projektil und Target.Diese letzte mehr formale Schwierigkeit umgeht man durch Verwendung eines

symmetrisierten Potentials (s.Gl.(12)).Zur Rechnung nimmt man weiterhin an,daß V_1 und ϱ_2 keiner dynamischen Veränderung unterliegen,daß also z.B. auch kein Fluß von Teilchen aus dem Uberlappbereich heraus stattfindet.Dies gilt höchstens bis in die Umgebung des Dichteberührradiuses,wie schon bei der expliziten Faltung des Coulombpotentials erwähnt.Wie dort und aus denselben Gründen ist das Faltungsintegral wegen der verwendeten einfachen Annahmen zur Berechnung für Abstände kleiner als R_D^{12} sicher keine gute Wiedergabe der tatsächlichen Wechselwirkung der Kerne. R_D^{12} wird als Maß für den Gültigkeitsbereich der Rechnung benutzt.

Von einem Faltungspotential dieser Art gehen z.B. auch BROGLIA und WINTHER [26] und BRINK und ROWLEY [27] aus. In beiden Fällen werden für V_1 und ϱ_2 FERMI-Verteilungen benutzt.

$$V_1 = \frac{V_0}{1+\exp\frac{r-R_1}{a_1}} \quad , \quad \varrho_2 = \frac{\varrho_0}{1+\exp\frac{r-R_2}{a_2}}$$

BROGLIA und WINTHER machen weitere Näherungen um die nummerische Integration zu vermeiden.1) Die Eins im Nenner des Einteilchenpotentials wird vernachlässigt gegen die Exponentialfunktion und 2) $\Delta \equiv 4a_1a_2/(a_1-a_2)$ sei groß.Dann erhält man

$$(9)\quad U_{BW}(r) \simeq S r^2 \exp\left(-\frac{r-R}{a}\right)\left\{1+\frac{2}{5}\left(\frac{r}{\Delta}\right)^2+\frac{3a}{r}+\dots\right\}$$

$$= U^{\circ}_{BW}\left\{1+\frac{2}{5}\left(\frac{r}{\Delta}\right)^2+\frac{3a}{r}+\dots\right\}$$

$a = 2a_1a_2/(a_1+a_2) \simeq 0.59$ fm $\qquad a_1 = 0.65$ fm

$R = 1.14\,(A_1^{1/3}+A_2^{1/3})$ fm $\qquad a_2 = 0.54$ fm

$S = -\frac{1}{3}\pi V_0 \varrho_0 a \simeq -5.25$ MeV fm^{-2} $\qquad \varrho_0 = 0.17$ fm^{-3}

$\Delta = 4a_1a_2/(a_1-a_2) \simeq 12.76$ fm $\qquad V_0 = -50$ MeV

Für das spezielle System $^{12}C + ^{107}Ag$ tragen die Korrekturglieder im Bereich zwischen 7 fm und 12 fm zunehmend zwischen 40% und 50% bei (Fig.5).Eine nummerische Berechnung des Faltungsintegrals (s.Gl.(12)) mit den gleichen Eingabeparametern zeigt,daß diese einfache Entwicklung in der Nähe von R=8.0 fm den 7-fachen Wert des tatsächlichen Integrals hat.Auch an der Wechselwirkungsbarriere $r_W(U_{BW})$=11.7 fm ist $U_{BW}(r_W)$=1.41 Mev noch rund 60% größer als V(11.7)=0.84 Mev.Für das steilere Potential liegt die Wechselwirkungsbarriere,wie zu erwarten,bei größeren Abständen (Fig.4+5),über die Höhe kann man allgemein noch nichts aussagen.

BRINK und ROWLEY machen zur Berechnung des Faltungsintegrals folgende Annahmen: 1) Dichte und Einteilchenpotential haben den gleichen Oberflächendickeparameter a 2) die Integrationsgrenzen für y=+r/2 in Gl.(8) gehen über in $\pm\infty$;damit kann man diese Integration allgemein ausführen.Für das verbleibende Integral werden weitere Näherungen gemacht die schließlich führen auf

$$(10) \quad U_{BR} = -\frac{\bar{u}\,\varrho_0 V_0}{4\pi}\, 2a(\pi+a)^2(\pi+a-(R_p+R_D))\exp\left(-\frac{\pi-(R_p+R_D)}{a}\right)$$

$V_0 = 50\ MeV$ $\qquad R_D = R_{BR} = 1.04\,A^{1/3}$ fm

$a = 0.59$ fm

$R_p = 1.25\,A^{1/3}$ fm $\qquad A = \int \varrho\, d^3\pi \sim \varrho_0 = \varrho_0(A)$

Diese Wahl des Dichteradiuses R_{BR} [26,27] ergibt eine starke Massenabhängigkeit der Nullpunktsmassendichte von ϱ_0 =0.145 (A=14) bis ϱ_0=0.212 ($A\to\infty$)[27].Der experimentelle Wert dagegen liegt bei 0.170 fm^{-3} für alle Kerne. Im Experiment wird der Dichteradius gewonnen aus Messungen der Halbwertsdichten aus Elektronenstreudaten oder aus myonischen Atomen.Daraus findet man eine Massenabhängigkeit von

$R_D = 1.12\,A^{1/3} - 0.86\,A^{-1/3}$ fm [28]

$R_{LB} = 1.18\,A^{1/3} - 0.48$ fm [29]

Beide Formen geben die Daten gleich gut wieder für $A \gtrsim 10$ (Tab.6),R ist also proportional zu $A^{1/3}$ minus einem Korrekturterm.Da R_D außerdem noch die konstante Nullpunktsmassendichte für alle $A \gtrsim 12$ reproduziert,dagegen $\rho_0(R_{LB}, A \to \infty) = 0.145\ fm^{-3}$ ist,soll im folgenden R_D verwendet werden.Eine einfache $A^{1/3}$ - Abhängigkeit ist mit den Meßdaten nicht verträglich [29];für $A \sim 70$ ergibt R_{BR} etwa gleiche Werte,für schwere und leichte Systeme sind sie sehr verschieden (Tab.6).Das kann zu beträchtlich anderen Ergebnissen für das Faltungsintegral (8) führen.

Wieder für das spezielle System $^{12}C + ^{107}Ag$ zeigt Fig.6 die radiale Abhängigkeit von U_{BR}.Dabei wurde bei U^1_{BR} das leichte Teilchen für die Dichte benutzt,bei U^2_{BR} das schwere Teilchen,beide Kurven sind sehr ähnlich.Zum Vergleich ist das exakte Faltungsintegral aus Fig.5 eingezeichnet,die Abweichungen der Näherung U_{BR} davon beginnen etwa bei $r \simeq R_D + R_P + a = 8.7$ fm in diesem speziellen Fall;bis dorthin, insbesondere auch in der Umgebung der Wechselwirkungsbarriere, ist U_{BR} eine gute Näherung an das exakte Integral.

Zur Zeit als [27] veröffentlicht wurde,existierte bereits das Programm zur nummerischen Berechnung des Faltungsintegrals einschließlich der einfachen analytischen Näherungsform die im folgenden noch beschrieben wird.Eine nummerische Rechnung hat den Vorteil,daß weder die Form für die Dichte und das Einteilchenpotential festgelegt ist,noch die Parameter eingeschränkt sind.Sie erlaubt dann den Vergleich mit verschiedenen Näherungen.

Das Doppelintegral wird also nummerisch ausgerechnet.Für das Einteilchenpotential $V_1(r)$ und für die Massendichte $\rho_2(r)$ werden FERMI-Funktionen angenommen mit mittleren Parametern [28]

(11)
$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1+\exp\frac{r-R_D}{a_D}} \qquad V = \frac{V_0}{1+\exp\frac{r-R_P}{a_P}}$$

$$R_D = 1.12\,A^{1/3} - 0.86\,A^{-1/3}\ fm \qquad R_P = 1.25\,A^{1/3}\ fm$$

$$a_D = 0.54\ fm \qquad a_P = 0.65\ fm$$

$$\int \rho\, d^3r = A \;\Rightarrow\; \rho_0 = 0.170\ fm^{-3} \text{ für } A > 12 \qquad V_0 = -50\ MeV$$

Für die Parameter des Einteilchenpotentials liegt keine solch ausführliche Systematik vor wie für die Dichteparameter. Im allgemeinen werden die oben angegebenen benutzt.

Verwendet man statt R_P den von MYERS [30] als konsistent mit R_D vorgeschlagenen Einteilchenradius R_M

$$R_M = R_D + 0.82 - 0.56/R_D$$

so ändern sich die Radien im experimentell zugänglichen Massenbereich kaum (Tab.7), und man erhält für das Faltungspotential (12) bei sonst gleichen Parametern eine leichte Verschiebung von etwa 0.1 fm zu kleineren Abständen r für alle drei Beispielsfälle aus Fig.4 (Fig.7).

Das Doppelintegral (8) wird also mit den unter (11) angegebenen Parametern nummerisch berechnet. Es ist nicht symmetrisch bezüglich Projektil und Target, denn entweder wird die Dichteverteilung für das Projektil und das Einteilchenpotential für das Target verwendet oder umgekehrt. Im Prinzip führt das zu verschiedenen Ergebnissen. Um diese Willkür zu vermeiden, soll daher ein symmetrisiertes Potential verwendet werden:

(12)
$$U = \frac{1}{2}\left\{ U_{12}\left[\rho(\text{Projektil}), V(\text{Target})\right] + U_{21}\left[\rho(\text{Target}), V(\text{Projektil})\right]\right\}$$

In Tab.8 sind die Werte für U_{12}, U_{21} und U für die schon benutzten drei Systeme miteinander verglichen. Die Unter-

schiede zwischen U_{12} und U_{21} sind von ungefähr der gleichen Größe, wie die Anderung, bedingt durch Verwendung von R_M statt R_p, also klein. Die Einführung der Symmetrisierung bringt keine großen Änderungen im Kernpotential, es behebt eher eine formale Ungenauigkeit.

Das nummerisch berechnete symmetrisierte Kernpotential U wird angepaßt an die analytische Form

$$(13) \qquad V(r) = -\sum_{n=1}^{5} A_n (r-R)^{n-1} \ln\left(1+\exp\left(-\frac{r-R}{a}\right)\right)$$

$$R = r_0 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}\right)$$

durch feste Wahl der Parameter a und r_0, und durch Variation der Polynomkoeffizienten A_i, bis eine gute Anpassung erreicht ist. Bei geeigneter Wahl von a und r_0 gibt der Logarithmus den hauptsächlichen Verlauf des Faltungspotentials wieder, und die Koeffizienten A_i werden im wesentlichen gleich. Für alle in dieser Arbeit benutzten Projektil-Target-Kombinationen sind die Koeffizienten A_i in Tab.9 aufgeführt zu den festen Parametern a=0.61 fm und r_0=1.30 fm. Die Anpassung der analytischen Form V an die nummerischen Integralwerte ist gut, wie man durch Vergleich der Spalten 4 und 5 in Tab.8 für die drei Beispielssysteme sehen kann (vgl. auch Fig.4). Für $r \to 0$ unterscheiden sich V und U, das Faltungsintegral nähert sich gleichmässig dem größten negativen Wert, während die analytische Form ein Minimum hat und V(r=0) praktisch verschwindet. Dieses verschiedene Verhalten tritt erst weit innerhalb von R_D^{12} auf, ist also für die beabsichtigte Anwendung ohne Bedeutung.

Man kann sogar feste mittlere Polynomparameter A_1=33, A_2=2, A_3=3 angeben, für die das Kernpotential sehr gut reproduziert wird (Fig.8). Bis zur Wechselwirkungsbarriere bestehen so gut wie keine Unterschiede, wie man auch durch Vergleich der Höhe und Position von mit individuellen und mittleren Parametern gerechneten Wechselwirkungsbarrieren feststellen kann (Tab.10). In keinem der Fälle wird die Lage der Barriere

um mehr als 0.1 fm verschoben,und die Höhe ändert sich bis auf die beiden Kr-Fälle um weniger als 0.5 MeV;in den Kr-Systemen ändert sie sich um etwa 1 MeV,noch verschwindend wenig im Vergleich zur Gesamthöhe von ~ 300 MeV.Bei kleineren Abständen werden die Unterschiede deutlicher, die Abweichung ist aber nur von der gleichen Größenordnung wie die Änderung bedingt durch das Benutzen von R_M statt R_D in der Massendichte (Fig.7).

$$(14)\quad \overline{V}(r) = -\left\{33 + 2(r-R) + 3(r-R)^2\right\} \ln\left(1+\exp\left(-\frac{r-R}{a}\right)\right)$$

$$R = 1.3\,(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})\ \text{fm}$$

$$a = 0.61\ \text{fm}$$

Dieses mittlere Kernpotential ist also genauso leicht zu handhaben wie andere analytische Näherungsformen.Es ist aus der exakten Integralberechnung hergeleitet,enthält damit keine Näherung,deren Auswirkungen man unter Umständen nicht von vornherein übersieht.

In den Trajektorienrechnungen wird das an das symmetrisierte Faltungsintegral individuell angepaßte Potential V verwendet.

Für den Unterschied zwischen den auf der Basis der liquid-drop-Theorie abgeleiteten Potentialen V_B und V_K einerseits und den Faltungspotentialen andererseits gibt es bisher keine zureichende Erklärung.Er tritt weit außerhalb des halben Dichteüberlapps auf,sogar schon außerhalb der Wechselwirkungsbarrieren.Für Abstände $r \triangleq r_W$ sollte eigentlich die Faltung zweier starrer Verteilungen eben wegen des geringen Überlapps eine gute Annäherung an das tatsächliche Potential sein.

4.3 Wechselwirkungsbarrieren

In Tab.11 sind experimentelle und theoretische Wechselwirkungsbarrieren verglichen.Die experimentelle Barriere WB^{exp} ist bestimmt als das Maximum des Realteils des optischen Kernpotentials,gefittet an elastische Streudaten für Energien in der Nähe der Barriere und eines 1/r - Coulombpotentials [31-36].Diese Art von Barriere ist für leichte Systeme sehr gut bestimmt,denn sehr verschiedene optische Potentiale ergeben stets die gleichen Werte für Höhe und Lage.Für das System $^{16}O + ^{48}Ca$ liegen 11 optische Potentiale vor,die sich in V_0 um mehr als den Faktor 10 unterscheiden,und alle gleich gut die elastischen Daten anpassen (Fig.9,[33]).Auch die Hinzunahme experimenteller Daten über Ein- und Zweiteilchentransfer würde keine Unterscheidung zwischen den Potentialen ermöglichen [33].Die Höhe der Wechselwirkungsbarriere ändert sich dabei um weniger als 0.5 MeV und die Lage r_w^{exp} um weniger als 0.5fm (Tab.12).

Nur für den Fall $^{84}Kr + ^{238}U$ in Tab.11 existiert keine optische-Modell-Rechnung,die Barriere wurde bestimmt aus einer Anregungsfunktion bei Rückwärtsstreuung.Die experimentell wahrscheinlich vorhandene schwache Energieabhängigkeit der Barriere (z.B. [34]) sei zunächst vernachlässigt. Die Kernpotentiale V_B,V_K oder V können sie nicht wiedergeben.

Die mit dem Potential $\overline{V}$ berechnete theoretische Schwelle WB^{th} ist in allen Fällen niedriger als die experimentellen werte,die absolute Abweichung nimmt mit der Höhe der Barriere zu,die relative Abweichung zeigt keinen generellen Trend. Die Position der theoretischen Barriere liegt bis auf zwei Fälle bei größeren Abständen als die der experimentellen Barriere.Allerdings zeigen sehr ähnliche Systeme experimentell z.T. sehr verschiedenes Verhalten.Bei der Streuung $^{16}O + ^{40}Ca, ^{44}Ca, ^{48}Ca$ nimmt die Höhe der Schwelle WB^{exp} mit

wachsender Massenzahl ab und liegt bei größeren Abständen, bei $^{16}O + {}^{70}Ge, {}^{74}Ge$ dagegen nimmt WB^{exp} mit A stark zu und liegt bei kleineren Abständen.Die theoretische Schwelle WB^{th} gibt das experimentell gefundene Verhalten für Ca wieder, und zeigt entsprechend für Ge das diesem Experiment entgegengesetzte Verhalten.

Insgesamt gesehen liegen die theoretischen Wechselwirkungsbarrieren etwas zu niedrig.Wenn man die genaue Bestimmung der experimentellen Barrieren voraussetzt,könnte das ein Anzeichen dafür sein,daß man ein weniger steiles Kernpotential benutzen muß.Allerdings erzeugen Variationen in den Einteilcheneingabeparametern zum Faltungspotential kaum weniger steile Potentiale (s.Kap.4.2),außerdem gibt es Fälle in denen noch steilere und tiefere Potentiale,allerdings von WOODS-SAXON-Form,die elastischen Daten wiedergeben.Zur Klärung dieser Probleme müßte man sich eingehend mit dem optischen Potential und seinem Aussagewert beschäftigen.

Der Versuch,mit dem Faltungspotential und mittleren Parametern für den Imaginärteil eine optische-Modell-Rechnung für elastische Streuung von $^{16}O + {}^{48}Ca$ zu machen,war bei grober Parametervariation für W erfolglos.

Das Faltungspotential (13) wird für den Realteil des optischen Potentials verwendet und zunächst nicht variiert, für den Imaginärteil benutzt man weiterhin eine WOODS-SAXON-Form mit drei freien Parametern V_0, r_0 und a die hier folgende Werte annehmen können

V_0 : 20, 50, 100, 200, 400 MeV

r_0 : 1.1, 1.3, 1.5, 1.7 fm

a : 0.3, 0.5, 0.7 fm

Die meisten der damit möglichen Kombinationen sind versucht worden,in den besten Fällen erhält man Kurven die

gegenüber dem Experiment parallel um 5° zu kleineren Winkeln verschoben sind (Fig.9).Auch die Oszillationen werden wiedergegeben.Diese Parametervariation ist aber vermutlich zu grob um tatsächlich einen guten Fit systematisch zu finden;wenn man in den Potentialen aus Tab.12 die Parameter leicht ändert,z.B. für die Parameter des Realteils $r_0 \rightarrow r_0+0.05$ fm, oder $a \rightarrow a+0.01$ fm erhält man schon eine Verschiebung der gesamten Kurve um 2° zu kleineren Winkeln oder deutliche Abweichungen oberhalb 60°.Offensichtlich sind die möglichen Parameter für gute Anpassung sehr scharf bestimmt,wenn sie auch sehr verschieden sind.Auch die Vorschrift,daß alle reellen Potentiale,die eine gute Wiedergabe der Streudaten ermöglichen,in Abhängigkeit vom Abstand sich in einem Punkt treffen sollen,hilft hier nicht weiter.Die Potentiale aus Tab.12 erfüllen diese Bedingung nur ungefähr,der "Punkt" hat eine Ausdehnung von $\Delta r \sim 1$ fm,$\Delta E \sim 3$ MeV.Das Faltungspotential V trifft den Punkt nicht,aber das Potential V/4 läuft hindurch.Dieser Realteil und ein schon für V günstiger Imaginärteil $V_0=100$ MeV,$r_0=1.3$ fm,$a=0.5$ fm ergeben aber etwa das gleiche Verhalten wie für V selbst,insbesondere keine Verschiebung der gesamten Kurve zu größeren Winkeln.

Um über den Erfolg der Verwendung von Faltungspotentialen zur Beschreibung elastischer Streuung entscheiden zu können, müssen feinere Parametervariationen gemacht werden,und es sollte auch der physikalische Grund für den gemeinsamen Punkt aller reellen Potentiale verstanden werden.

Von der Wechselwirkungsbarriere muß man grundsätzlich die Fusionsbarriere unterscheiden,das ist die Schwelle,ab der Fusion einsetzt.Sie wird bestimmt aus den Fusionswirkungsquerschnitten bei kleinen Energien.

4.4 Reibung

Die Reibung wurde eingeführt, um den Fluß dN/dt aus dem elastischen Kanal heraus in andere Kanäle zu simulieren, deswegen muß sie mit dem Imaginärteil W des optischen Potentials zusammenhängen [37].

Aus $E = \frac{\mu}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + V(r)$

folgt
$$\frac{dE}{dt} = \frac{\mu}{2}\left\{\frac{d}{dt}(\dot{r}^2) + \frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}^2)\right\} + \frac{\partial}{\partial t}V(r)$$

$$= \dot{r}\left(\frac{d}{dt}(\mu\dot{r}) - \mu r\dot{\varphi}^2 + \frac{\partial}{\partial r}V(r)\right) + \dot{\varphi}\frac{d}{dt}(\mu r^2\dot{\varphi})$$

$$\overset{(4)}{=} -K_r\dot{r}^2 - K_\varphi r^2\dot{\varphi}^2$$

$$= -\sum_{i,j=1}^{2} R_{ij}\dot{q}_i\dot{q}_j \quad , \qquad R_{ij} = \begin{cases} K_r, & i=j=1 \\ r^2K_\varphi, & i=j=2 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

d.h. der Energieverlust pro Zeiteinheit läßt sich mit Hilfe des i.a. anisotropen Reibungstensors R_{ij} beschreiben.

Andererseits folgt aus der SCHRÖDINGER-Gleichung für den Teilchenfluß aus dem elastischen Kanal durch den Imaginärteil W des optischen Potentials

$$\frac{dN}{dt} = \frac{2}{\hbar}W$$

Damit erhält man, wenn $\langle\Delta E\rangle$ der mittlere Energieübertrag pro Zusammenstoß sei

$$\frac{dE}{dt} \simeq \langle\Delta E\rangle\frac{dN}{dt} = \langle\Delta E\rangle\frac{2}{\hbar}W$$

Der Energieverlust dE/dt läßt sich also mit Hilfe der Reibung oder auch des optischen Potentials schreiben [37]:

$$\frac{dE}{dt} = -K_r\dot{r}^2 - K_\varphi r^2\dot{\varphi}^2 = \frac{2}{\hbar}\langle\Delta E\rangle W$$

Diese Gleichung läßt eine ungefähre Bestimmung der Größenordnung der Reibungskoeffizienten zu. Genauere Auswertung ist nicht möglich, da zum einen gleich gute Anpassung an elastische Schwerionenstreuung mit optischen Potentialen möglich ist, die sich in W um den Faktor 10 unterscheiden (Tab.12), zum anderen für $\langle \Delta E \rangle$ auch nur als Abschätzung die niedrigste Einteilchenanregungsenergie angenommen wird. Für $^{40}Ar + ^{232}Th$ bei E(lab)=379 MeV, $\langle \Delta E \rangle$=6 MeV und $W(r_W)=50/1+\exp\frac{r-r_W}{a} \approx 2$ MeV ergibt das bei Vernachlässigung der tangentialen Reibung (s.Kap.5.2) an der Wechselwirkungsbarriere

$$K_r \simeq \frac{2}{\hbar} \cdot 6\,\text{MeV} \cdot 2\,\text{MeV} \cdot \frac{1}{\dot{r}^2} \simeq 4 \cdot 10^{-23} \frac{\text{MeV sec}}{\text{fm}^2}$$

Eine Berücksichtigung des realistischen Drehimpulses bei gleichem Abstand ($L \sim 120\,\hbar$, s.Kap.5.3) ergibt $K_r \sim 5 \cdot 10^{-23}$ MeV sec fm^{-2}. Der Reibungskoeffizient ist unter Einbeziehung aller Unsicherheiten der in die Gleichung eingehenden Größen etwa bis auf ein oder zwei Größenordnungen in beiden Richtungen bestimmt.

Man ist also auf Annahmen über die genauere Form und Größe der Reibung angewiesen. Zunächst bietet sich eine FERMI-Funktion an, die meist auch für das Einteilchenpotential und die Dichteverteilung verwendet wird, die Reibung ist dann umso größer, je tiefer das Teilchen in das Potential eindringt, und erreicht schließlich eine Sättigung.

$$(15) \qquad K_r = \frac{K_r^0}{1+\exp\frac{r-R_r}{a_r}}, \qquad R_r = R_D^1 + R_D^2 + 2.7\ \text{fm}, \quad a_r = 0.65\ \text{fm}$$

$$K_q = \frac{K_q^0}{1+\exp\frac{r-R_r}{a_r}}$$

K_r^0 und K_q^0 sind freie Parameter dabei, die an die Experimente angepaßt werden sollen.

Nach BECK und GROSS [37] läßt sich für die Reibungskoeffizienten in niedrigster Ordnung Störungstheorie schreiben

(16)
$$R_{ij} = \text{sym Teil von} \left\{ 2\pi\hbar \langle p_{in}(t), 0 | (\vec{\nabla}_i V(r)) \delta(H_0 - E_0) \frac{P}{H_{01} - E_{01}} (\vec{\nabla}_j V(r)) | p_{in}(t), 0 \rangle \right\}$$

wobei $p_{in}(t)$ Wellenpakete sind, die die Bewegung des Teilchens im Schwerpunktsystem beschreiben, $|0\rangle$ ist der Grundzustand des Teilchens, $\vec{\nabla}_i V(r)$ ist die Ableitung eines Zusatzpotentials V - das zu inelastischen Anregungen führt, über dessen Größe aber zunächst nichts bekannt ist - nach der Koordinate i, H_0 ist der Hamiltonoperator des Systems ohne Zusatzpotential, E_0 die zugehörige Energie, H_{01} der Operator der Relativbewegung und E_{01} die Energie dazu, P bedeutet den Hauptwert. Um Gl.(16) auszurechnen, müßte man weitreichende Annahmen machen, die willkürlichste ist sicher über das Zusatzpotential V das die Reibung verursachen soll. Um das zu vermeiden, kann man wie vorher eine Annahme über R_{ij} machen die sich aber weitläufig an (16) anlehnt:

(17)
$$K_r = K_r^0 (\nabla V)^2$$
$$K_\varphi = K_\varphi^0 (\nabla V)^2$$

Die Form (17) enthält durch die Verwendung des nummerisch ausgerechneten Kernpotentials V den Einfluß der Krümmung auf den Überlapp bei verschieden großen Systemen. Bei der FERMI-Form gehen die Unterschiede der Systeme nur durch den Parameter $R_r = R_D^1 + R_D^2 + 2.7$ ein.

In Fig.10 sind die Reibungskoeffizienten nach Gl.(15) und (17) als Funktion des Abstandes für ein leichtes, ein mittleres und ein schweres System aufgezeichnet. Es zeigt sich, daß mit zunehmender Massenzahl die Reibung nach (17) relativ zur Reibung nach (15) sich nach außen verschiebt (vgl. die Lage der Schnittpunkte der beiden

Reibungen mit dem Halbwertsradius R_r).Für schwere Systeme ist die Reibung also größer durch die Berücksichtigung des Überlapps als mit einer einfachen R $A^{1/3}$-Abhängigkeit in der FERMI-Funktion.

Außerdem zeigt Fig.10,daß die Reibung $\sim (\nabla V)^2$ stärker abfällt als das ebenfalls eingetragene zugehörige Kernpotential V.

5.Lösung der Gleichungen,Diskussion der Parameterabhängigkeit

Zur Lösung des Differentialgleichungssystems(4) benötigt man neben den in Kap.4 diskutierten Formen für Potential und Reibung noch Anfangsbedingungen r(t) für die Trajektorien.

5.1 Randbedingungen und Berechnung des Streuwinkels

Da die Reibung mit dem Überlapp der beiden Kerne zusammenhängt und verschwindet bei verschwindendem Überlapp,außerdem das Kernpotential kurzreichweitig ist, ist jede Bahn für große Entfernungen r der beiden Teilchen voneinander eine reine Coulombbahn,charakterisiert durch die Energie E und den Drehimpuls L.Für Entfernungen,die etwa das 2 bis 3fache des Reibungsradiuses R_r betragen,sind die Lösungen von (4) dort auch durch E und L bestimmt.Da in (4) auch tangentiale Reibung berücksichtigt wird,benötigt man vier Anfangswerte

(18)
$$r\,(AW) = 2.5\cdot R_N$$
$$\dot r\,(AW) = -\sqrt{\frac{2}{\mu}\left(E-\frac{\alpha}{r}\right)-\frac{L^2}{\mu^2 r^2}}\quad,\ \alpha = Z_1 Z_2 e^2$$
$$\varphi\,(AW) = -\arccos\left(\frac{1}{\varepsilon}\left(\frac{p}{r}+1\right)\right)$$
$$\dot\varphi\,(AW) = +\frac{L^2}{\mu r^2}$$

ε und p sind die üblichen Parameter der Coulombbahn

$$\varepsilon = + \sqrt{1 + \frac{2EL^2}{\mu\alpha^2}} = + \frac{1}{\sin\Theta/2}$$

ε Exzentrizität

Θ Streuwinkel

$$p = \frac{L^2}{\mu\alpha}$$

p Sperrung

Das Differentialgleichungssystem (4) wird nummerisch gelöst unter Verwendung des Potentials V,der Reibung (15) oder (17) und dieser Anfangsbedingungen.Ein Ergebnis zeigt z.B. Fig.11 für die Projektil-Target-Kombination $^{40}Ar + ^{232}Th$.Die Bahnen gehören zu fester Einschußenergie E(lab)=379 MeV und zu verschiedenen Anfangsdrehimpulsen L, die an den einzelnen Bahnen vermerkt sind.Man kann für große L deutlich den Regenbogen erkennen,das sind die Bahnen,die für einen breiten Drehimpulsbereich nur in einen ganz schmalen Winkelbereich führen.Bei kleinen L sieht man die Wirkung der Reibung:die beiden Teilchen bleiben in engem Kontakt,rotieren um ihren gemeinsamen Schwerpunkt und trennen sich erst für negative Streuwinkel wieder.

Aus jeder Bahn wird der Streuwinkel Θ folgendermaßen bestimmt (Fig.12):Anfang und Ende der Bahn sind nur durch das Coulombpotential beeinflußt,d.h. jeweils eindeutig bestimmt durch den halben Öffnungswinkel der Asymptoten

$$\varphi_0(E,L) \quad \text{bzw.} \quad \varphi_0'(E',L')$$

wobei $E' < E$ und $L' < L$ wegen der Energie- und Drehimpulsverluste.Außerdem sind die beiden Coulombhyperbeln gegeneinander um den Winkel ϕ verdreht,der von der die Coulombbahn verändernden Kernkraft herrührt. ϕ berechnet sich aus dem tatsächlichen Bahnpunkt (r,) auf dem auslaufenden Ast der Bahn nach

$$r = \frac{p'}{\varepsilon'\cos(\varphi-\phi)-1} \quad , \quad p' = \frac{L'^2}{\mu\alpha}$$

$$\phi = \varphi - \arctan\sqrt{\left(\frac{\varepsilon' r}{p'+r}\right)^2 - 1} \quad , \quad \varepsilon' = \sqrt{1 + \frac{2E'L'^2}{\mu\alpha^2}} = \frac{1}{\cos\varphi_0'}$$

Der gesamte Streuwinkel Θ im Schwerpunktsystem schreibt sich also

$$\Theta = \pi - \varphi_0(E,L) - \varphi_0'(E',L') - \phi$$

Die Streuwinkel Θ in Abhängigkeit vom Eingangsdrehimpuls L ergeben die klassische Ablenkungsfunktion $\Theta(L)$. In Fig.13 ist die zu Fig.11 gehörende Ablenkungsfunktion aufgezeichnet, außerdem der Drehimpulsverlust ΔL und der Energieverlust ΔE in Abhängigkeit vom Anfangsdrehimpuls. Bei $120\hbar \leq L \leq 122\hbar$ liegt die sogenannte Spirallösung mit $\Theta(L) \to -\infty$, kleinere L-Werte tragen zum Fusionsquerschnitt bei in dem beschriebenen Modell, bei $L = 230\hbar$ liegt der Regenbogenwinkel mit $d\Theta/dL = 0$.

5.2 Reibung proportional einer FERMI-Funktion

Für die Reibung proportional einer FERMI-Funktion (15) sind die Parameter $K_r^0 = 400, K_\varphi^0 = 10$ gut geeignet, die experimentellen Fusionsdaten wiederzugeben (Tab.13, [38]). Besonders die Abhängigkeit des kritischen Drehimpulses L_{Kr} von der Einschußenergie wird gut reproduziert, man vergleiche z.B. $^{12}C + ^{58}Ni$ oder auch $^{32}S + ^{58}Ni$. Von den hier gerechneten 111 Werten weichen 21 stärker vom Experiment ab (in Tab.13 mit + bezeichnet), davon gehören 10 zu der Gruppe von 14 Experimenten vor 1972, die vielleicht nicht falsche, so doch aller Voraussicht nach wenig zuverlässige Ergebnisse geliefert haben (vgl.Tab.2), bei drei weiteren Fällen ($^{20}Ne + ^{107}Ag$) sind nur ungefähre experimentelle Ergebnisse bekannt, in einem Fall ($^{40}Ar + ^{58}Ni$, E(lab)=288 MeV) fehlt der sicher große Beitrag der Spaltung - man vergleiche die kleinere Energie - zum Compoundquerschnitt. Es bleiben 7 Fälle mit größeren Abweichungen. Besonders schwerwiegend erscheinen dabei die Diskrepanzen bei schweren Systemen $^{84}Kr + ^{209}Bi, ^{238}U$, bei denen die theoretischen kritischen

Drehimpulse etwa das 4fache der experimentellen oberen Grenze betragen.

Für 3faches K_r^0 werden zwar die Kr-Daten wiedergegeben, dafür sind in den anderen Fällen die kritischen Drehimpulse zu niedrig. Für eine Auswahl von Systemen aus Tab.13 kann man dies feststellen (Tab.14). Die Wahl wurde so getroffen, daß Fälle für verschiedene Züge enthalten sind, z.B. $^{32}S + ^{24}Mg$ und $^{35}Cl + ^{62}Ni$ zeigen bei den verwendeten Energien Schwellenverhalten, sind also niederenergetisch, $^{12}C + ^{27}Al$ bei E(lab)=180 MeV und $^{40}Ar + ^{109}Ag$ bei E(lab)=288 MeV sind dagegen hochenergetisch. Als Maß für diese Einteilung kann etwa die Energie pro Nukleon an der Wechselwirkungsbarriere gelten.

Für kleines K_r^0 ist die Reibung insgesamt zu klein und die kritischen Drehimpulse in den meisten Fällen zu hoch.

Die relative Variation der Stärken der tangentialen und der radialen Reibung zeigt, daß die tangentiale Reibung nur kleinen Einfluß auf die Lage der Ablenkungsfunktion hat, d.h. der kritische Drehimpuls nicht stark verändert wird (Fig.14). Die Form von $\Theta(L)$ ändert sich von flacher Spiralung ohne K_φ zu steiler Spiralung mit wachsendem K_φ^0. Gleichzeitig nehmen die maximalen positiven Winkel zu die die Ablenkungsfunktion erreicht. Auch bei $K_r^0 = 400$, $K_\varphi^0 = 400$ findet noch Spiralung statt, allerdings unterhalb der vorgegebenen Rechengenauigkeit $\Delta L = 2\hbar$.

Betrachtet man mehrere Systeme gleichzeitig, bleibt K_φ^0 beschränkt auf Bruchteile von K_r^0 (Tab.15). Dann ist auch der zugehörige Drehimpulsverlust kleiner als 50% des Eingangsdrehimpulses und für negative Winkel reicht die Steigung der Ablenkungsfunktion aus für einen von Null verschiedenen Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung, wie er zur Beschreibung des Experimentes $^{40}Ar + ^{232}Th$ nötig ist.

Aus den Fusionsdaten allein,selbst bei dieser großen Anzahl,sind K_r^0 und K_φ^0 höchstens bis auf einen Faktor 1.5 in beiden Richtungen festgelegt (Tab.14).Die Übereinstimmung ist aber recht gut im allgemeinen.Das Modell gibt den generellen Trend der Fusionsexperimente wieder,ohne sehr empfindlich auf Parametervariationen zu sein.

Die weitere Festlegung erfolgt über experimentelle Daten der direkten tief inelastischen Reaktionen,insbesondere $^{40}Ar + ^{232}Th$ bei E(lab)=379 MeV.

Dabei kennt man (s.auch Kap.2) den Wirkungsquerschnitt für negative Winkel von 0^o bis -65^o $\sigma(0,-65)=400\pm200$ mb, den differentiellen Wirkungsquerschnitt (Fig.15) und die Endenergie des Systems (Fig.16) in Abhängigkeit vom Winkel für den speziellen Ausgangskanal Kalium.Der Fusionsquerschnitt ist nicht gemessen,deswegen wird der kritische Drehimpuls entsprechend der Systematik der anderen Fusionsdaten festgelegt.Am ähnlichsten ist das System $^{40}Ar + ^{238}U$ bei E(lab)=400 MeV mit $L_{Kr}^{exp} = 155 \pm 16\,\hbar$ (allerdings ein sehr altes Experiment),für ^{232}Th sollte also etwa $L_{Kr} \sim 130\text{-}150\hbar$ sein.

Für F-Reibung (15) mit $K_r^0 = 400$,verschiedenem a_r und R_r ergibt sich qualitativ immer das gleiche,$L_{Kr} \gtrsim 160\hbar$ ist zu hoch,die Ablenkungsfunktion $\Theta(L)$ zu steil,z.B.
$\sigma(\Theta < 0°) \approx \bar{a}\,\pi^2(L_1^2 - L_2^2) = 65.1\,mb$
für $K_r^0/K_\varphi^0/a_r = 400/10/0.65$,und der im besten Fall erreichte Energieverlust ist mit 120 MeV zu klein (Fig.17;die Parametervariationen sind für E(lab) = 400 MeV durchgeführt, das allgemeine Verhalten gilt dann natürlich auch für etwas geringere Energie.Experimentell sind es nach Korrektur auf Targetdicke 379 MeV.).Vergrößert man K_r^0 auf 800,1600,3000 bei gleichzeitiger Reduktion des Oberflächendickeparameters a_r,wird der Wirkungsquerschnitt für negative Winkel größer, der Energieverlust nimmt zu und der kritische Drehimpuls

fällt (Fig.18).Um ausreichenden Wirkungsquerschnitt für negative Winkel zu erhalten,muß die tangentiale Reibung offensichtlich absolut und nicht nur relativ klein sein, das Verhältnis K_r^0/K_φ^0 = const ist bedeutungslos.

Der günstigste Parametersatz ist schließlich 3000/10/0.2 mit $\sigma(\Theta<0°)$ = 256 mb,Energieverlust $\leq$ 160 MeV und L_{Kr} = 126-128$\hbar$.Vergrößert man K_r^0 weiter,wird L_{Kr} zu klein.

Als nächstes kann man den Reibungsradius verändern,also mit größerem K_r^0 bei kleinerem R_r insgesamt die gleiche Größe der Reibungskraft wirken lassen,nur mit einer anderen Steigung in r,da man einen anderen Bereich der Reibung benutzt (Fig.19,vgl.auch Fig.10).Dabei wird dann der Energieverlust zu klein ($\angle$ 130 MeV).

Bei keiner dieser Parametervariationen erhält man verglichen mit dem Experiment genügend großen Energieverlust und Wirkungsquerschnitt.Außerdem spricht gegen den Parametersatz 3000/10/0.2 die Tatsache,daß die anderen Fusionsdaten viel schlechter wiedergegeben werden als mit 400/10/0.65, denn schon L_{Kr} für $^{40}Ar + ^{232}Th$ unterscheidet sich stärker für diese beiden Sätze.

Eine Lösung dieser Schwierigkeiten könnte die Veränderung der Form der Reibung bringen.

5.3 Reibung proportional dem Quadrat der Kernkraft

Benutzt man die Form (17),in der die Reibung proportional dem Quadrat der Kernkraft ist,so erhält man für das $^{40}Ar + ^{232}Th$ - System bei verschiedenen Stärken der Reibung die in Tab.16 angegebenen Werte für den kritischen Drehimpuls,den Wirkungsquerschnitt $\sigma(\Theta<0°)$ und den maximalen Energieverlust.Den größten Wirkungsquerschnitt liefert jeweils die Rechnung ohne tangentiale Reibung,dafür ist dann der Energieverlust klein.Auf L_{kr} hat die tangentiale

Reibung,wie schon festgestellt,in den hier betrachteten Systemen wenig Einfluß.Berücksichtigt man alle drei experimentellen Daten gleichzeitig sind etwa K_r^0/K_φ^0 = 4/0.01 und 3/0.01 gute Parametersätze.

Einfache Versuche,die Reibung von der Kernkraft und der Coulombkraft gleichzeitig abhängen zu lassen,zeigen Energieverluste die sogar unter Umständen die experimentellen Werte übersteigen,aber überhaupt keinen Wirkungsquerschnitt für negative Winkel.Außerdem ist die Energieverlustkurve sehr breit,sie hat noch beträchtliche Werte ($\sim$150 MeV) am Regenbogen,das ist experimentell für dieses System bei dieser Energie nicht der Fall.Eine Reibung dieser Art,die weit außerhalb des Kernpotentials noch wirkt ist sicher hier nicht sinnvoll,denn die Reibung hängt entsprechend den in diesem Modell zugrunde gelegten mechanischen Eigenschaften mit dem Überlapp der Kerne zusammen.

Als nächstes muß man feststellen,ob diese "besten" Parametersätze für die tief inelastische Streuung an Thorium für die allgemeine Fusionssytematik auch verwendet werden können.Nur dann hat die Einführung der Form (17) für die Reibung statt der Form (15) einen entscheidenden Fortschritt gebracht.

Wieder für eine repräsentative Auswahl von Fusionsdaten sind kritische Drehimpulse angegeben bei Variation von K_r^0 und K_φ^0 (Tab.17).Als "beste"Parametersätze erhält man hier K_r^0/K_φ^0 = 4/0.01 und 4/0.04.Die größere tangentiale Reibung macht sich hauptsächlich bei schwereren Systemen bemerkbar,sie verschiebt L_{Kr} nach oben,mit der kleineren tangentialen Reibung erhält man für $^{40}Ar + ^{238}U$ etwas zu kleine Werte.Eine ganz wesentliche Verbesserung gegenüber der F-Reibung ist die Wiedergabe der experimentellen Daten für $^{84}Kr + ^{238}U$,die vorher ganz falsch lagen (vgl.auch Tab.13).Jetzt ist der kritische Drehimpuls $L_{Kr} \leq 2$,also der Fusionsquerschnitt praktisch Null;im Experiment ist nur eine obere Grenze dafür angegeben.Die Ursache für diese

Verbesserung liegt in der relativ größeren Reibung bei schweren Systemen mit der $(\nabla V)^2$-Reibung als bei kleineren Systemen, hervorgerufen durch den verschiedenen Überlapp (vgl. auch Kap. 4.4 und Fig. 10).

Berücksichtigt man Fusionsdaten und inelastische Streudaten gleichzeitig, so ergibt sich $K_r^0 = 4, K_\varphi^0 = 0.01$ als bester Parametersatz. Es gibt für die beiden Seiten der Anwendung des Modells jeweils bessere Parameter, je nachdem in welcher Weise die Gewichte auf die experimentellen Daten gelegt werden sollen. Doch die Möglichkeit diese verschiedenen Seiten mit demselben Dissipationsmechanismus und sogar mit denselben phänomenologischen Parametern zu beschreiben, ist der genauen Anpassung der einzelnen experimentellen Daten vorzuziehen. In diesem Fall beschreibt das Modell dann offensichtlich das wesentliche Verhalten, von dem möglicherweise einzelne, unter Umständen auch systematische, Abweichungen auftreten können. Hierzu zählt z.B. der zu geringe Energieverlust für $^{40}Ar + ^{232}Th$.

Für 121 Fälle in denen Fusionsquerschnitte gemessen wurden sind in Tab. 18 die kritischen Drehimpulse, maximalen Energieverluste ΔE, maximalen Drehimpulsverluste ΔL und die kleinsten Abstände R_{MIN} die entlang der ersten Streubahn auftreten angegeben, gerechnet mit den Parametern $K_r^0 = 4$, $K^0 = 0.01$ [39]. Außerdem ist der Drehimpulsbereich angegeben, (L_{MAX}^{th}) bei dem der Energieverlust kleiner als 5 MeV wird. Das wird als Abgrenzung zur elastischen Streuung hin angesehen.

Bei L_{Kr}^{th} gibt es 33 größere Abweichungen (in Tab. 18 mit + bezeichnet), von denen in 16 der Fällen auch bei der F-Reibung (Tab. 13) größere Abweichungen auftraten. Von den in Tab. 13 nicht enthaltenen 10 Systemen führen 5 zu größeren Abweichungen. Von den 33 gehören 13 zu der Gruppe der Experimente vor 1972, von den verbleibenden 20 sind für 2 Fälle ($^{20}Ne + ^{107}Ag$) nur ungefähre Ergebnisse bekannt, in einem Fall ($^{40}Ar + ^{58}Ni$) fehlt ganz offensichtlich der Beitrag

der Spaltung nach Compoundkernbildung,4 weitere Fälle ($^{40}Ar + ^{121}Sb$) haben experimentell wohl kleinere L_{Kr}^{exp} als hier angegeben (vgl.Kap.2),und die sechs sehr schweren Systeme sind,obwohl 1973/74 gemessen,experimentell doch wohl mit großen Ungenauigkeiten behaftet,zudem bringt eine kleine Änderung des Wirkungsquerschnittes hier schon eine große Änderung in L_{Kr}.Es verbleiben sieben Fälle,deren Abweichungen vom Experiment man auf die Unzulänglichkeiten der Theorie zurückführen muß.Von diesen sieben sind fünf in Kap.13 enthalten,und drei gehören auch dort zu den stark abweichenden Systemen.

Beim Übergang von der F-Reibung zur $(\nabla v)^2$-Reibung wurden zwar die zu großen Fusionsquerschnitte für schwere Systeme beseitigt,aber L_{Kr}^{th} ist für den sehr hochenergetischen Fall $^{32}S + ^{27}Al$ bei E(lab) = 336 MeV immer noch zu groß.Dieses könnte ein Anzeichen für Sättigungsverhalten sein,das verwendete Kernpotential müßte flacher sein,um dies zu reproduzieren.Die Systematik der anderen Fusionsdaten würde voraussichtlich nicht zerstört,da dieser Fall in einem sehr hochenergetischen Gebiet liegt.Allerdings gibt es nur eine einzige derartige Messung bisher.

Weiterhin kann man in Tab.18 den Punkt der größten Annäherung R_{MIN} der ersten tief inelastischen Bahn mit dem Dichteberührradius R_D^{12} vergleichen.Auch in den ungünstigsten Fällen ist R_{MIN} stets mindestens 2 fm größer als R_D^{12} und damit die größte benutzte Potentialtiefe kleiner als 30 MeV.Die Potentiale werden also nur verwendet bis zu Abständen,bei denen der Überlapp der beiden Kerne noch gering ist ($\sim$ 15 %).Die Art der Berechnung des Kernpotentials als Faltungspotential mit starrer Dichte sollte bis zu diesen Abständen gerechtfertigt sein.

Außerdem sind in Tab.18 noch angegeben die nach dem "sharp-cut-off-Modell" (2) aus dem Reaktionsquerschnitt berechneten Drehimpulse L_{MAX}^{exp} ,wobei diese Reaktionsquerschnitte von den jeweiligen Experimentatoren angegeben wurden;es sind

keine aus der elastischen Streuung bestimmten Wirkungsquerschnitte,sondern nur berechnete Abschätzungen nach [40]. Diese L_{MAX}^{exp} sind zu vergleichen mit L_{MAX}^{th},welches die Drehimpulse sind,oberhalb der der Energieverlust entlang der Bahn kleiner als 5 MeV ist.Diese Grenze ist willkürlich gesetzt,aber doch ein gewisses Maß für die Abgrenzung zur elastischen Streuung hin.Unter Berücksichtigung der für beide Größen bestehenden Vorbehalte ist die Übereinstimmung hinreichend gut.

In Fig.15 ist für $K_r^0 = 4, K_\varphi^0 = 0.01$ der einfach-differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Theta$ als Funktion des Streuwinkels Θ eingezeichnet für $^{40}Ar + ^{232}Th$ bei E(lab) = 379 Me der sich aus der zugehörigen Ablenkungsfunktion $\Theta(L)$ ergibt nach

$$\frac{d\sigma}{d\Theta} = 2\pi \frac{\pi^2 L_\varphi}{\left|\frac{d\Theta}{dL}\right|_{L_\varphi}} \cdot \left[\frac{mb}{rad}\right]$$

Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist,sowohl in der Lage des Maximumswinkels,als auch im Abfall zu negativen Winkeln hin ausgezeichnet (vgl.auch Kap.2).Die experimentellen Werte bei größeren Winkeln als dem Maximumswinkel sind vermutlich quantenmechanischer Natur,und in diesem einfachen Modell nicht beschreibbar;der theoretische Maximumswinkel ist der Regenbogenwinkel in der Ablenkungsfunktion $\Theta(L)$ (vgl.Fig.13).In Fig.16 sind die Endenergien des Systems in Abhängigkeit vom Winkel aufgetragen.Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist nicht so gut,bei negativen Winkeln fehlen im Mittel 60 MeV Energieverlust in der theoretischen Kurve.Die Ursache kann eine grundsätzliche Unzulänglichkeit des Modells sein,oder auch der nicht ganz richtige Vergleich mit dem speziellen K-Ausgangskanal im Experiment (vgl.auch Kap.2).

In Fig.20 und Fig.21 sind die entsprechenden Daten für das $^{16}O + ^{93}Nb$ - System eingezeichnet.Wieder ist der Energie-

verlust zu gering.Der theoretische differentielle Wirkungsquerschnitt ist in diesem Fall etwa um den Faktor 100 größer als der experimentelle;eine vereinfachte Summierung verschiedener Ausgangskanäle (vgl.Kap.2) kann man nicht machen,da in [18] nur drei Kanäle angegeben sind.Qualitativ stimmen Experiment und Theorie überein.

Neben diesen beiden Messungen zur inelastischen Streuung gibt es andere Experimente,die ein anderes Verhalten zeigen, der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion des Streuwinkels hat ein Maximum,das nach beiden Seiten etwa gleichmäßig abfällt,und es gibt keine Streuung zu negativen Winkeln.Für das System $^{40}Ca + {}^{208}Pb$ bei E(lab) = 288 MeV zeigt eine Rechnung im beschriebenen Modell mit den Parametern $K_r^0 = 4, K_\varphi^0 = 0.01$ ganz ähnliches Verhalten,bei einem Winkel Θ_R tritt der maximale Wirkungsquerschnitt auf,zu kleineren Winkeln hin nimmt er ab,über Θ_R reicht er nicht hinaus (Fig.22,[39,41]).Der angegebene experimentelle Wirkungsquerschnitt ist die Summe aller inelastischen Kanäle[42]. Die Übereinstimmung in der Lage des Maximums und im Abfall zu kleineren Winkeln ist ausgezeichnet.Der integrierte inelastische Wirkungsquerschnitt beträgt im Experiment $\sigma^{exp} \sim 800$ mb,der theoretische Wirkungsquerschnitt für Energieverlust ≥ 13 MeV ist $\sigma^{th} \sim 900$ mb [41].

Das Modell ist im Stande dieses ganz andere Verhalten als im Falle $^{40}Ar + {}^{232}Th$ und $^{16}O + {}^{93}Nb$ ebenfalls,zwanglos und mit denselben Parametern zu erklären.

Das liegt daran,daß die Experimente zu verschiedenen Bereichen gehören,das Th- und das Nb-Experiment zum hochenergetischen Bereich,andere wie $^{40}Ca + {}^{208}Pb$ und andere Fälle die ähnliches Verhalten zeigen gehören mehr zum niederenergetischen Bereich.Die Bereiche unterscheiden sich dadurch, daß der Regenbogenwinkel der Ablenkungsfunktion im hochenergetischen Fall nicht mehr zur inelastischen Streuung gehört, also der Energieverlust dort sehr klein ist (vgl.Fig.13),im niederenergetischen Fall dagegen der Regenbogen mit zur

inelastischen Streuung gehört und in diesem Winkelbereich der Maximums- oder Fokussierungswinkel liegt (Fig.23).Die meisten der noch vorliegenden Experimente gehören zum niederenergetischen Bereich und zeigen also keine Streuung zu negativen Winkeln.Das Differentialgleichungssystem (4) beschreibt beides.

5.4 Fusionsbarrieren

Experimentelle Fusionsbarrieren [9,43-46] sind in Tab.19 verglichen mit theoretischen Fusionsbarrieren,die im Modell mit den festgelegten Parametern $K_r^0 = 4, K_\varphi^0 = 0.01$ berechnet worden sind.Sie sind bestimmt als die Energie,bei der der kritische Drehimpuls gerade $\geq 2\hbar$ wird.Die experimentellen Schwellen FB^{exp} erhält man aus dem Einsetzen des Fusionsquerschnittes mit zunehmender Einschußenergie,nur im Fall $^{84}Kr + ^{232}Th$ ist sie bestimmt aus der Schwelle des 6-9-Nukleonen-Transfers.Für das System $^{84}Kr + ^{209}Bi$ kann man leider keine genaue experimentelle Schwelle angeben,weil nur ein Meßpunkt existiert bei 600 MeV;bei 500 MeV und 525 MeV sind nur obere Grenzen für den Fusionswirkungsquerschnitt angegeben.Man kann dieses System zur Schwellenangabe nur insofern heranziehen,als das Modell die kritischen Drehimpulse etwa wiedergibt,also experimentell wie theoretisch die Fusionsbarriere zwischen 500 und 600 MeV,d.h. 60 bis 131 MeV über der zugehörigen Wechselwirkungsbarriere liegt.

Tab.19 zeigt,daß die Differenz zwischen Wechselwirkungsbarriere und Fusionsbarriere mit wachsender Massenzahl zunimmt und bei schweren Systemen wie $^{84}Kr + ^{232}Th$ fast 80 MeV erreicht.In diesem speziellen Fall ist die angegebene Barriere keine Fusionsbarriere (s.o.) und die tatsächliche FB^{exp} wird sehr viel höher liegen,wie man aus dem Vergleich mit $^{84}Kr + ^{209}Bi$ sieht.In den anderen Fällen ist die Übereinstimmung zwischen experimenteller und theoretischer Fusionsbarriere hinreichend gut.Es wäre wünschenswert für andere

schwere Systeme experimentelle Angaben zu diesen Schwellen zu haben,um sicherere Aussagen machen zu können.

5.5 Wechselspiel zwischen Reibung und Potential

In diesem Modell sind Potential und Reibung in gewissen Grenzen gemeinsam bestimmt.Ein tieferes Potential erfordert größere Reibung um die gleichen Daten zu beschreiben,ein flacheres Potential erfordert kleinere Reibung.In Tab.20 sind wieder für eine Auswahl von Systemen aus Tab.18 verglichen die kritischen Drehimpulse für das Potential V, 0.8 V,1.2 V.Die zugehörige Reibung wurde jeweils mitverändert bei festen Parametern $K_r^0 = 4, K_\varphi^0 = 0.01$,d.h. sie hat die Werte K ,0.64·K ,1.44·K .Es treten kleinere Veränderungen besonders bei den schweren Systemen auf,die Wiedergabe der experimentellen Werte ist aber i.a. gut.Die quadratische Abhängigkeit der Reibung von der Kernkraft ist offensichtlich eine günstige Wahl.Versuche,andere Potenzen von der Kernkraft zu benutzen,wie $K \sim |V|$ oder $K \sim V^{3/2}$,waren weniger erfolgreich;verschiedene Gruppen von Experimenten - wie schwere Systeme bei tiefen Energien oder leichte Systeme bei hohen Energien - können dann systematisch nicht beschrieben werden.Die weiteren Eigenschaften dieser relativen Variation sind nicht verfolgt worden.

5.6 Allgemeine Eigenschaften des Modells

Aus den bisherigen Erfahrungen mit dem Modell,der Anwendbarkeit und den Parametervariationen kann man gewisse allgemeine Züge erkennen.

Der Drehimpuls,bei dem Spiralen in der Ablenkungsfunktion eintritt,nimmt mit wachsender Energie zu,wie das in allen neueren Fusionsexperimenten der Fall ist.Gleichzeitig wird die Ablenkungsfunktion flacher und reicht dadurch in der

vorgegebenen Rechengenauigkeit meist zu größeren negativen Winkeln;grundsätzlich findet Spiralung bei $\Theta(L) \to -\infty$ statt, durch die zum Vergleich mit Experimenten ausreichend kleine Schrittweite $\Delta L = 2\hbar$ erhält man nur endliche Winkel (Fig.24). Mit wachsender Einschußenergie,und damit zunehmender Geschwindigkeit nimmt auch der Energieverlust zu und reicht zu größeren Drehimpulsen.Ein mit wachsender Energie größerer L-Bereich trägt zur inelastischen Streuung bei.

Neben der Energieabhängigkeit tritt im Modell auch eine Abhängigkeit von der Masse auf.Die gleichzeitige Beachtung beider Abhängigkeiten ermöglicht eine Einteilung in sogenannte hoch- und niederenergetische Bereiche.Ein Maß dafür ist etwa die Energie pro Nukleon an der Wechselwirkungsbarriere.Diese Unterscheidung wird wichtig für die tief inelastischen Reaktionen.Im niederenergetischen Bereich reicht die Ablenkungsfunktion innerhalb der Rechengenauigkeit meist nicht zu negativen Winkeln,am Regenbogenwinkel gibt es noch beträchtlichen Energieverlust,man hat also dort Fokussierung (Fig.23).Im hochenergetischen Bereich gibt es hauptsächlich Streuung zu negativen Winkeln und am Regenbogen ist der Energieverlust sehr klein.(Fig.13 +16).Hierzu gehört das Experiment $^{40}Ar + ^{232}Th$ bei E(lab) = 379 MeV;dagegen $^{40}Ca + ^{208}Pb$ bei E(lab) = 288 MeV gehört mehr zum niederenergetischen Bereich.Berechnet man für $^{40}Ar + ^{232}Th$ die Ablenkungsfunktion bei entsprechend kleinerer Einschußenergie, erhält man den Fokussierungseffekt (Fig.23).Ein Experiment hierfür oder auch für ein schwereres System bei sehr hoher Energie (z.B. $^{84}Kr + ^{238}U$ bei E(lab) 800 MeV) wären ein kritischer Test des Modells.Für schwere Systeme ist auch der Drehimpulsbereich,der zur inelastischen Streuung beiträgt,größer als für leichte Systeme.Bisher ist die direkte inelastische Streuung nur für schwere Systeme gemessen worden,in diesem Modell gibt es Beiträge dazu im ganzen Massenbereich und bei allen Energien.Neueste Experimente für $^{16,18}O + ^{118}Sn$ in der Nähe der Wechselwirkungsbarriere [47] ergeben auch dort einen größeren Bruchteil des Reak-

tionswirkungsquerschnittes für inelastische Streuung,wie das Modell voraussagt.

Offensichtlich ist das Modell in der Lage,die Größe der Fusionsquerschnitte in Abhängigkeit von Energie und Masse richtig zu beschreiben,und gleichzeitig die direkten inelastischen Wirkungsquerschnitte in ihrer Energie-,Massen- und Winkelabhängigkeit richtig wiederzugeben.Das Gleichungssystem (4) beschreibt also gewisse universelle Züge der Schwerionenstreuung unabhängig von Masse,Ladung und Energie. Eine allgemeine Formulierung dieser Tatsache durch geeignetes Skalieren der Gleichungen (4) ,derart,daß nur ein einziges Mal die Gleichungen gelöst werden müssen um daraus durch Multiplikation Werte für alle Systeme zu erhalten,ist bisher nicht gelungen.

6.Zusammenfassende Diskussion

Das einfache Modell,Schwerionenstreuung mit Hilfe klassischer Reibungsbahnen zu beschreiben,hat sich für die bisher bekannten experimentellen Wirkungsquerschnitte σ_F und σ_D gut bewährt.Man kann mit diesem Modell sowohl das Energieverhalten der kritischen Drehimpulse für Compoundkernwirkungsquerschnitte beschreiben,als auch den Energie-Winkel-Zusammenhang für direkte inelastische Streuung.Andere inzwischen veröffentlichte,vergleichbar einfache Modelle können meist entweder nur die Compoundkernwirkungsquerschnitte beschreiben [25,48,49],oder nur die direkte inelastische Streuung [50-52], in zwei weiteren Modellen ist beides möglich[53,54].

Die für das hier verwendete Modell benötigte Reibung ist proportional der Geschwindigkeit,zweidimensional und wirkt somit in radialer und tangentialer Richtung.Der Formfaktor wurde phänomenologisch proportional dem Quadrat der Kernkraft angenommen,wobei die Kernkraft die negative Ableitung des gleichzeitig verwendeten Kernpotentials ist.Es wurde aus einer Einteilchenpotential-Dichte-Faltung

berechnet.Die beiden freien Parameter K_r^0 und K_φ^0,die die Stärke der Reibung in radialer und tangentialer Richtung angeben,wurden an 121 Fusionsdaten und 2 Experimenten zur direkten inelastischen Streuung angepaßt und haben die für alle Fälle konstanten Werte $K_r^0 = 4, K_\varphi^0 = 0.01$.Damit wird für die meisten Systeme eine ausreichend gute Wiedergabe der vorliegenden experimentellen Daten erreicht.Eine Variation der Reibungskoeffizienten ist trotz der großen Anzahl vorliegender Experimente mit den Daten noch verträglich,die radiale Reibung kann höchstens um den Faktor 1.5 in beiden Richtungen variieren,die tangentiale Reibung muß stets klein sein im Vergleich zur radialen Reibung. K_r erzeugt den Hauptanteil des Energieverlustes,K_φ noch einen weiteren kleinen Beitrag dazu und den Drehimpulsverlust.Der entscheidende Einfluß der Reibung ist im Außenraum außerhalb der Drehimpulsbarriere lokalisiert,in keinem Fall werden Abstände erreicht,für die sich die Einzeldichten der beiden Kerne um mehr als 15% überlappen.

Bei den kritischen Drehimpulsen gibt es einen Fall ($^{32}S + ^{27}Al$,E(lab) = 336 MeV),der darauf hindeuten könnte, daß das verwendete Kernpotential zu tief ist;um diese Frage endgültig zu entscheiden,müßten in diesem sehr hochenergetischen Bereich weitere Daten gemessen werden.Die gute Wiedergabe der anderen experimentellen Daten würde nicht zerstört bei einer entsprechenden Änderung des Kernpotentials,da sie meist in anderen Masse-Energie-Bereichen liegen.

Im Fall der inelastischen Streuung war es nicht möglich, genügend große Energieverluste zu erzielen,für $^{40}Ar + ^{232}Th$ fehlen bei negativen Winkeln etwa 60 MeV verglichen mit dem Experiment,für $^{16}O + ^{93}Nb$ etwa 20 MeV. Das kann am Vergleich liegen,die Rechnung wird mit einem als repräsentativ ausgewählten Ausgangskanal verglichen, statt mit der geeignet gebildeten Summe über alle Endkanäle. Besser wäre es,die Rechnung so zu verändern,daß sie dem Experiment näher kommt,also in der Rechnung schon die ver-

schiedenen Ausgangskanäle berücksichtigt werden,z.B. durch Zulassen von Massendiffusion im Gebiet des engen Kontakts der Kerne.Dieses ist die als nächstes einzuführende Verbesserung des Modells.Außerdem sollte es möglich sein,mit den hier verwendeten Faltungspotentialen auch elastische Streudaten zu reproduzieren,dazu müssen Rechnungen für verschiedene Schwerionen-Systeme bei mehreren Energien gemacht werden.

Tabelle 1: Wirkungsquerschnitte σ_T für Compoundkernbildung, gemessen nach verschiedenen Methoden [6]

System	E(lab) [MeV]	σ_T [mb] Glimmerplatten [7]	E-ΔE-Zähler [6]
$^{16}O + ^{27}Al$	81	1550 ± 250	1020 ± 150
	105	1200 ± 180	1040 ± 120
	126	815 ± 120	960 ± 120
	168	500 ± 100	860 ± 110
$^{20}Ne + ^{27}Al$	138	600 ± 120	1170 ± 130
	210	380 ± 100	940 ± 150

Tabelle 2: Bildung eines Compoundsystems mit fester Anregungsenergie E^+ aus verschiedenen Eingangskanälen [1,5]. Der experimentelle Fusionsquerschnitt σ_F und damit L_{Kr} nach Gl. (2) sind abhängig vom Eingangskanal.

System E(lab)	Compoundkern E^+	L_{Kr}^{exp} [ħ]	L_{Kr}^{th} [ħ]
$^{11}B + ^{159}Tb$ (115 MeV) →	^{170}Yb (107 MeV) →	40 ± 4	50 - 52
$^{12}C + ^{158}Gd$ (126 MeV) →	→	46 ± 4	52 - 54
$^{16}O + ^{154}Sm$ (137 MeV) →	→	58 ± 5	58 - 60
$^{20}Ne + ^{150}Nd$ (144 MeV) →	→	69 ± 3	60 - 62
$^{14}N + ^{103}Rh$ (121 MeV) →	^{117}Te (107 MeV) →	52 ± 10	50 - 52
$^{40}Ar + ^{77}Se$ (201 MeV) →	→	70 ± 10	72 - 74

Tabelle 3: Gefaltete Coulombpotentiale U_c nach Gl. (5) und Punktkernpotentiale $V_c = Z_1 Z_2 e^2/r$; $\Delta = (V_c - U_c)/V_c$ ist die relative Abweichung in %; R_D^{12} ist der Dichteberührradius des jeweiligen Systems.

	r [fm]	U_c [MeV]	V_c [MeV]	Δ	R_D^{12} [fm]
$^{12}C + ^{27}Al$	5.0	21.75	22.46	3.2 %	5.3
	5.5	20.05	20.42	1.8 %	
	6.0	18.54	18.72		
	6.5	17.19	17.28		
$^{12}C + ^{107}Ag$	7.0	57.23	58.01	1.3 %	7.3
	7.5	53.74	54.14	0.7 %	
	8.0	50.55	50.76		
	8.5	47.67	47.77		
$^{40}Ar + ^{232}Th$	10.0	232.5	233.3	0.3 %	10.3
	10.5	221.7	222.2	0.2 %	
	11.0	211.9	212.1		
	11.5	202.7	202.8		

Tabelle 4: Höhe und Position der Wechselwirkungsbarrieren für die Potentiale V_B Gl. (6), V_K Gl. (7), V Gl. (13), die Position r_W (V_i) ist auf $\pm$ 0.1 fm genau bestimmt.

	$^{12}C + ^{27}Al$	$^{12}C + ^{107}Ag$	$^{40}Ar + ^{232}Th$
V_{BC}	10.20	35.30	184.8
$r_w(V_{BC})$	9.5	9.9	11.2
V_{KC}	11.66	37.16	181.1
$r_w(V_{KC})$	8.2	9.6	11.5
V	11.05	34.83	167.9
$r_w(V)$	9.4	10.8	13.0

Tabelle 5: Maximale kritische Drehimpulse für die Potentiale V_B Gl. (6) und V_K Gl. (7) am Berührradius R_B^{12} bzw. R_K^{12}. Zum Vergleich sind angegeben experimentelle kritische Drehimpulse zur jeweils höchsten Energie (Tab. 18).

	E(lab) [MeV]	L_{Kr}^{exp} [ħ]	R_B^{12} [fm]	$L(R_B^{12})$ [ħ]	R_K^{12} [fm]	$L(R_K^{12})$ [ħ]
$^{11}B + ^{159}Tb$	115.0	40 ± 4	8.2	49.3	8.9	36.5
$^{12}C + ^{27}Al$	180.0	35 ± 3	5.7	24.8	6.1	18.5
$^{12}C + ^{48}Ti$	180.0	49 ± 4	6.3	32.1	6.9	24.5
$^{12}C + ^{58}Ni$	180.0	50 ± 4	6.6	34.3	7.1	26.4
$^{12}C + ^{63}Cu$	126.0	29 ± 3	6.7	35.7	7.3	27.5
$^{12}C + ^{107}Ag$	126.0	40 ± 4	7.5	43.8	8.2	33.6
$^{12}C + ^{158}Gd$	126.0	46 ± 4	8.2	50.9	8.9	37.7
$^{12}C + ^{197}Au$	126.0	53 ± 8	8.7	54.9	9.4	40.0
$^{14}N + ^{27}Al$	262.0	47 ± 4	5.8	27.2	6.3	20.6
$^{14}N + ^{52}Cr$	262.0	64 ± 5	6.6	36.4	7.1	28.4
$^{14}N + ^{58}Ni$	262.0	74 ± 6	6.7	37.7	7.3	29.5
$^{14}N + ^{103}Rh$	121.0	52 ± 10	7.6	47.4	8.2	37.0
$^{16}O + ^{27}Al$	168.0	36 ± 3	5.9	29.4	6.4	22.5
$^{16}O + ^{59}Co$	161.0	41 ± 3	6.9	41.5	7.4	32.9
$^{16}O + ^{63}Cu$	168.0	44 ± 5	7.0	42.5	7.5	33.8
$^{16}O + ^{107}Ag$	168.0	46 ± 5	7.8	51.9	8.4	41.1
$^{16}O + ^{154}Sm$	137.0	58 ± 5	8.4	59.8	9.1	45.4
$^{16}O + ^{197}Au$	168.0	76 ± 12	8.9	64.4	9.7	48.1
$^{20}Ne + ^{27}Al$	210.0	44 ± 4	6.1	33.3	6.6	26.0
$^{20}Ne + ^{63}Cu$	210.0	43 ± 5	7.2	48.3	7.8	39.2
$^{20}Ne + ^{107}Ag$	210.0	54 ± 6	8.0	58.7	8.7	47.5
$^{20}Ne + ^{150}Nd$	144.0	69 ± 3	8.6	67.1	9.3	51.7
$^{20}Ne + ^{209}Bi$	210.0	89 ± 14	9.3	73.6	10.0	55.1
$^{32}S + ^{24}Mg$	120.0	31 ± 2	6.5	39.5	7.0	31.6
$^{32}S + ^{27}Al$	336.0	45 ± 3	6.6	42.2	7.2	34.2
$^{32}S + ^{40}Ca$	107.5	32 ± 2	7.1	50.3	7.6	41.6
$^{32}S + ^{58}Ni$	120.0	34 ± 2	7.5	58.8	8.2	49.6
$^{35}Cl + ^{58}Ni$	139.8	47	7.6	61.9	8.3	52.7
$^{35}Cl + ^{62}Ni$	139.8	52	7.7	64.9	8.4	55.1
$^{40}Ar + ^{58}Ni$	288.0	73 ± 5	7.8	67.5	8.5	57.6
$^{40}Ar + ^{77}Se$	201.0	70 ± 10	8.2	77.1	8.9	65.6
$^{40}Ar + ^{109}Ag$	288.0	108 ± 9	8.8	86.5	9.5	73.1
$^{40}Ar + ^{121}Sb$	300.0	136 ± 5	9.0	89.8	9.7	75.0
$^{40}Ar + ^{165}Ho$	300.0	129 ± 7	9.5	97.7	10.3	78.4
$^{40}Ar + ^{209}Bi$	250.0	108 ± 10	10.0	102	10.9	77.9
$^{40}Ar + ^{238}U$	400.0	155 ± 16	10.3	106	11.2	75.7
$^{84}Kr + ^{209}Bi$	600.0	87 ± 13	11.0	95.2	12.0	21.7
$^{84}Kr + ^{238}U$	500.0	18	11.3	87.2	12.3	-

Tabelle 6: Verschiedene Dichteradien

A	R_{BW} [fm]	R_{LB} [fm]	R_D [fm]
5	1.78	1.54	1.41
10	2.24	2.06	2.01
50	3.83	3.86	3.89
100	4.83	5.00	5.01
150	5.52	5.79	5.79
200	6.08	6.42	6.40
250	6.55	6.95	6.92

Tabelle 7: Verschiedene Einteilchenpotentialradien

A	R_p [fm]	R_M [fm]
5	2.14	1.83
10	2.69	2.55
50	4.60	4.57
100	5.80	5.72
150	6.64	6.51
200	7.31	7.13
250	7.88	7.66

belle 8: Nummerische Werte der Faltungsintegrale ; U_{12} (ϱ (Projektil), V(Target)), U_{21} (ϱ (Target), V(Projektil)), $U = 1/2\ (U_{12} + U_{21})$; V ist die an U angepaßte analytische Form (13) mit den Parametern aus Tab. 9.

r	$-U_{12}$ [MeV]	$-U_{21}$ [MeV]	$-U$ [MeV]	$-V$ [MeV]	
.0	303.	365.	334.	332.	
.5	249.	293.	271.	266.	
.0	196.	227.	211.	206.	
.5	148.	168.	158.	154.	$^{12}C + ^{27}Al$
.0	106.	119.	113.	111.	
5	72.8	80.8	76.8	77.1	
0	47.3	52.1	49.7	51.0	
5	29.3	32.1	30.7	31.9	
0	17.4	18.9	18.1	18.7	
5	9.89	10.7	10.3	10.4	
0	5.44	5.90	5.67	5.55	
5	2.91	3.16	3.04	2.92	
0	1.52	1.65	1.59	1.53	
5	0.784	0.850	0.817	0.792	
0	0.397	0.431	0.414	0.408	
5	0.199	0.216	0.207	0.208	
0	0.0984	0.107	0.103	0.105	
5	0.0484	0.0527	0.0505	0.0521	
0	0.0236	0.0258	0.0247	0.0256	
5	0.0115	0.0125	0.0120	0.0124	
0	0.00553	0.00606	0.00579	0.00589	Tabelle 8.1

Tabelle 8.2

r	$-U_{12}$ [MeV]	$-U_{21}$ [MeV]	$-U$ [MeV]	$-V$ [MeV]	
5.0	362.	491.	426.	425.	
5.5	303.	392.	347.	342.	
6.0	243.	302.	273.	266.	
6.5	187.	224.	205.	200.	
7.0	137.	159.	148.	145.	
7.5	95.4	108.	102.	101.	$^{12}C + ^{107}Ag$
8.0	63.2	69.6	66.4	67.6	
8.5	39.8	43.0	41.4	42.8	
9.0	23.9	25.4	24.6	25.5	
9.5	13.8	14.4	14.1	14.3	
10.0	7.64	7.94	7.79	7.71	
10.5	4.12	4.26	4.19	4.05	
11.0	2.17	2.23	2.20	2.11	
11.5	1.12	1.15	1.13	1.09	
12.0	0.566	0.583	0.574	0.563	
12.5	0.283	0.292	0.288	0.287	
13.0	0.140	0.145	0.143	0.145	
13.5	0.0689	0.0716	0.0703	0.0724	
14.0	0.0336	0.0351	0.0343	0.0356	
14.5	0.0163	0.0171	0.0167	0.0172	
15.0	0.00785	0.00827	0.00806	0.00822	

Tabelle 8.3

r	$-U_{12}$ [MeV]	$-U_{21}$ [MeV]	$-U$ [MeV]	$-V$ [MeV]	
8.0	720.	755.	737.	727.	
8.5	576.	589.	583.	570.	
9.0	447.	445.	446.	434.	
9.5	334.	324.	329.	320.	
10.0	239.	226.	233.	229.	$^{40}Ar + ^{232}Th$
10.5	164.	151.	158.	157.	
11.0	107.	96.3	102.	104.	
11.5	67.1	58.7	62.9	65.1	
12.0	40.0	34.3	37.2	38.6	
12.5	22.9	19.3	21.1	21.6	
13.0	12.7	10.5	11.6	11.5	
13.5	6.79	5.60	6.19	6.00	
14.0	3.55	2.91	3.23	3.09	
14.5	1.82	1.49	1.66	1.59	
15.0	0.921	0.751	0.836	0.814	
15.5	0.460	0.374	0.417	0.415	
16.0	0.227	0.185	0.206	0.209	
16.5	0.111	0.0907	0.101	0.104	
17.0	0.0539	0.0442	0.0491	0.0512	
17.5	0.0261	0.0214	0.0238	0.0247	
18.0	0.0125	0.0104	0.0114	0.0117	

Tabelle 9: Polynomkoeffizienten A_i bei festen Parametern a = 0.61 fm, r_0 = 1.30 fm zur Anpassung der analytischen Form V an die symmetrisierten nummerischen Integralwerte U für alle verwendeten Projektil-Target-Kombinationen.

	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
$^{11}B + ^{159}Tb$	29.8782	1.5446	2.9787	0.0529	-0.0353
$^{12}C + ^{27}Al$	30.9375	2.5726	3.0361	0.1079	-0.0358
$^{12}C + ^{48}Ti$	31.8637	2.5121	3.1239	0.0727	-0.0362
$^{12}C + ^{58}Ni$	32.0505	2.4442	3.0831	0.0635	-0.0347
$^{12}C + ^{63}Cu$	32.1123	2.3942	3.0535	0.0610	-0.0337
$^{12}C + ^{107}Ag$	31.4654	1.9174	3.0611	0.0516	-0.0347
$^{12}C + ^{158}Gd$	30.3509	1.4788	3.0539	0.0469	-0.0361
$^{12}C + ^{197}Au$	29.8432	1.3003	2.8836	0.0393	-0.0320
$^{12}C + ^{205}Tl$	29.7450	1.2436	2.8459	0.0400	-0.0309
$^{12}C + ^{209}Bi$	29.6960	1.2127	2.8271	0.0407	-0.0303
$^{14}N + ^{27}Al$	31.6082	2.5147	3.1420	0.0985	-0.0369
$^{14}N + ^{52}Cr$	32.7061	2.3957	3.2174	0.0577	-0.0365
$^{14}N + ^{58}Ni$	32.8148	2.3380	3.1903	0.0533	-0.0354
$^{14}N + ^{103}Rh$	32.2883	1.8217	3.1998	0.0416	-0.0362
$^{16}O + ^{27}Al$	32.1562	2.4692	3.2284	0.0895	-0.0377
$^{16}O + ^{59}Co$	33.4618	2.2293	3.2726	0.0435	-0.0358
$^{16}O + ^{63}Cu$	33.5154	2.1724	3.2507	0.0423	-0.0349
$^{16}O + ^{93}Nb$	33.0174	1.7851	3.3436	0.0353	-0.0381
$^{16}O + ^{107}Ag$	32.9102	1.6807	3.2767	0.0301	-0.0363
$^{16}O + ^{154}Sm$	31.8535	1.2640	3.2974	0.0243	-0.0383
$^{16}O + ^{197}Au$	31.2757	1.0144	3.1141	0.0193	-0.0338
$^{16}O + ^{205}Tl$	31.1701	0.9459	3.0782	0.0211	-0.0327
$^{20}Ne + ^{27}Al$	32.9994	2.4007	3.3578	0.0730	-0.0388
$^{20}Ne + ^{63}Cu$	34.1193	1.7915	3.5527	0.0409	-0.0401
$^{20}Ne + ^{107}Ag$	33.9363	1.4823	3.4281	0.0122	-0.0371
$^{20}Ne + ^{150}Nd$	32.9438	1.1017	3.4754	0.0044	-0.0397
$^{20}Ne + ^{209}Bi$	31.6722	0.6637	3.4560	0.0013	-0.0406
$^{32}S + ^{24}Mg$	34.0725	2.2983	3.4967	0.0456	-0.0396
$^{32}S + ^{27}Al$	34.4581	2.2504	3.5421	0.0361	-0.0397
$^{32}S + ^{40}Ca$	35.2866	1.7257	3.7112	0.0320	-0.0403
$^{32}S + ^{58}Ni$	35.7523	1.5860	3.7995	0.0000	-0.0414
$^{35}Cl + ^{58}Ni$	36.0116	1.5362	3.8335	-0.0088	-0.0414
$^{35}Cl + ^{62}Ni$	36.0680	1.4972	3.8355	-0.0139	-0.0413
$^{40}Ar + ^{58}Ni$	36.3615	1.4520	3.8742	-0.0214	-0.0412
$^{40}Ar + ^{77}Se$	36.2747	0.9509	3.9667	-0.0177	-0.0420
$^{40}Ar + ^{109}Ag$	36.0164	0.7754	3.9635	-0.0493	-0.0425
$^{40}Ar + ^{121}Sb$	35.8833	0.6881	3.9364	-0.0559	-0.0419
$^{40}Ar + ^{164}Dy$	34.9454	0.2457	3.9818	-0.0601	-0.0436
$^{40}Ar + ^{165}Ho$	34.9286	0.2432	3.9803	-0.0607	-0.0436
$^{40}Ar + ^{209}Bi$	34.2287	0.0736	3.8789	-0.0777	-0.0420
$^{40}Ar + ^{232}Th$	33.5828	-0.2392	3.9470	-0.0653	-0.0437
$^{40}Ar + ^{238}U$	33.4758	-0.2411	3.9411	-0.0686	-0.0438
$^{84}Kr + ^{72}Ge$	36.9819	0.1676	4.1958	-0.0604	-0.0424
$^{84}Kr + ^{116}Cd$	36.7762	-0.1141	4.2561	-0.1157	-0.0436
$^{84}Kr + ^{209}Bi$	35.1827	-0.7793	4.2606	-0.1535	-0.0443
$^{84}Kr + ^{232}Th$	34.5908	-1.1351	4.3197	-0.1373	-0.0447
$^{84}Kr + ^{238}U$	34.4838	-1.1346	4.3177	-0.1414	-0.0449

Tabelle 10: Wechselwirkungsbarrieren für das individuelle Potential V nach Gl. (13) mit den Parametern aus Tab. 9 (WB (Ai)) und für das mittlere Kernpotential $\bar{V}$ nach Gl. (14) (WB ($\bar{A}$i)); r_w ist der zugehörige Radius auf $\pm$ 0.1 fm genau.

	WB (Ai) [MeV]	r_w (Ai) [fm]	WB ($\bar{A}$i) [MeV]	r_w ($\bar{A}$i) [fm]
$^{11}B + ^{159}Tb$	37.8	11.6	37.5	11.6
$^{12}C + ^{27}Al$	11.0	9.4	11.0	9.4
$^{12}C + ^{48}Ti$	17.8	9.8	17.8	9.9
$^{12}C + ^{58}Ni$	22.4	10.0	22.4	10.0
$^{12}C + ^{63}Cu$	22.9	10.1	22.9	10.1
$^{12}C + ^{107}Ag$	34.8	10.8	34.7	10.9
$^{12}C + ^{158}Gd$	44.8	11.5	44.6	11.6
$^{12}C + ^{197}Au$	53.6	12.0	53.2	12.1
$^{14}N + ^{27}Al$	12.8	9.4	12.8	9.4
$^{14}N + ^{52}Cr$	22.4	10.0	22.4	10.0
$^{14}N + ^{58}Ni$	25.9	10.1	26.0	10.1
$^{14}N + ^{103}Rh$	38.9	10.8	38.8	10.9
$^{16}O + ^{27}Al$	14.6	9.5	14.6	9.5
$^{16}O + ^{59}Co$	28.2	10.2	28.3	10.1
$^{16}O + ^{63}Cu$	30.2	10.2	30.2	10.2
$^{16}O + ^{107}Ag$	45.9	10.9	45.9	11.0
$^{16}O + ^{154}Sm$	57.5	11.6	57.3	11.6
$^{16}O + ^{197}Au$	70.8	12.1	70.4	12.2
$^{20}Ne + ^{27}Al$	18.0	9.6	18.1	9.6
$^{20}Ne + ^{63}Cu$	37.3	10.4	37.5	10.4
$^{20}Ne + ^{107}Ag$	56.9	11.1	57.0	11.1
$^{20}Ne + ^{150}Nd$	69.1	11.7	69.1	11.7
$^{20}Ne + ^{209}Bi$	91.3	12.2	90.9	12.3
$^{32}S + ^{24}Mg$	26.1	9.8	26.2	9.7
$^{32}S + ^{27}Al$	27.9	9.9	28.1	9.9
$^{32}S + ^{40}Ca$	42.0	10.2	42.2	10.1
$^{32}S + ^{58}Ni$	56.7	10.5	57.1	10.5
$^{35}Cl + ^{58}Ni$	59.8	10.6	60.2	10.5
$^{35}Cl + ^{62}Ni$	59.1	10.8	59.5	10.7
$^{40}Ar + ^{58}Ni$	62.3	10.8	62.8	10.7
$^{40}Ar + ^{77}Se$	73.2	11.2	73.7	11.1
$^{40}Ar + ^{109}Ag$	97.3	11.7	97.8	11.7
$^{40}Ar + ^{121}Sb$	104.1	11.8	104.6	11.8
$^{40}Ar + ^{165}Ho$	131.3	12.4	131.6	12.4
$^{40}Ar + ^{209}Bi$	157.3	12.9	157.4	12.8
$^{40}Ar + ^{238}U$	171.0	13.1	170.8	13.1
$^{84}Kr + ^{209}Bi$	297.1	13.6	298.1	13.5
$^{84}Kr + ^{238}U$	323.2	13.9	324.0	13.8

elle 11: Experimentelle und theoretische Wechselwirkungsbarrieren mit den zugehörigen Radien.

	E(lab) [MeV]	WB^{exp} [MeV]	r_w^{exp} [fm]	WB^{th} [MeV]	r_w^{th} [fm]	Referenz
+ ^{40}Ca	20.-40.	23.5 ± 0.1	9.25 ± 0.01	21.9	9.7	[31]
	40.	23.1	9.5			[32]
	47.	23.5	9.4			[32]
+ ^{44}Ca	20.-40.	23.2 ± 0.1	9.41 ± 0.01	21.5	9.9	[31]
+ ^{48}Ca	20.-40.	22.7 ± 0.1	9.66 ± 0.01	21.2	10.0	[31]
	56.	22.7 ± 0.3	9.6 ± 0.2			[33]
+ ^{48}Ti	42.	25.1	9.7	23.5	9.9	[32]
	48.	25.3	9.6			[32]
+ ^{56}Fe	30.-60.	30.4	9.1	27.4	10.1	[34]
+ ^{70}Ge	30.-60.	34.1	10.1	33.0	10.4	[34]
+ ^{74}Ge	30.-60.	37.6	8.8	32.6	10.5	[34]
+ ^{90}Zr	30.-60.	40.7	10.8	40.0	10.7	[34]
+ ^{120}Sn	30.-60.	49.5 ± 0.6	11.2 ± 0.3	48.0	11.2	[35]
+ ^{77}Se	145.	78.9	10.6	73.7	11.1	[5]
+ ^{238}U		333. ± 7		324.	13.8	[36]

le 12: Parameter des optischen Potentials für $^{16}O + ^{48}Ca$ bei E(lab) = 56 MeV nach [33], die damit angepaßten Streudaten zeigt Fig. 9, σ_R ist der Reaktionsquerschnitt; außerdem ist die mit dem Realteil V berechnete Wechselwirkungsbarriere und ihre Lage r_w ± 0.1 fm angegeben.

eV]	R_r^o [fm]	a_r [fm]	W_o [MeV]	R_i^o [fm]	a_i [fm]	σ_R [b]	r_w [fm]	WB^{exp} [MeV]
8	1.208	.408	104.92	1.337	.188	1.281	9.8	22.56
6	1.168	.496	11.09	1.233	.566	1.313	9.6	22.86
0	1.200	.500	24.04	1.207	.482	1.290	9.6	22.82
2	1.218	.497	11.25	1.232	.571	1.313	9.5	22.89
0	1.190	.561	17.04	1.280	.457	1.295	9.5	22.87
6	1.241	.490	12.32	1.266	.455	1.281	9.6	22.83
0	1.259	.520	47.98	1.203	.458	1.306	9.5	22.81
5	1.344	.424	110.15	1.274	.280	1.286	9.7	22.63
5	1.342	.476	6.24	1.380	.318	1.263	9.6	22.75
0	1.341	.508	8.18	1.330	.517	1.327	9.4	23.00
3	1.363	.510	8.00	1.363	.510	1.370	9.4	22.97

Tabelle 13: Kritische Drehimpulse L_{Kr}^{th} berechnet mit Reibung proportional einer FERMI-Funktion $K_r^o = 400$, $K\varphi^o = 10$, $\alpha_r = 0.65$; der kleinere Wert trägt zum Fusionsquerschnitt bei, der größere zum inelastischen Querschnitt. Es sind die maximalen Energie- und Drehimpulsverluste dieser inelastischen Bahn angegeben (ΔE, ΔL). Mit + sind stärker vom Experiment abweichende Fälle gekennzeichnet, in der letzten Spalte steht das Jahr, in dem das Experiment gemacht bzw. veröffentlicht wurde. Weitere experimentelle Angaben s. Tab. 18.

	E(lab) [MeV]	L_{Kr}^{exp} [ħ]	L_{Kr}^{th} [ħ]	E [MeV]	L [ħ]		
$^{11}_{5}B$ + $^{159}_{65}Tb$	115.0	40 ± 4	52 - 54	43.2	9.6	+	74
$^{12}_{6}C$ + $^{27}_{13}Al$	180.0	35 ± 3	36 - 38	96.0	12.6		72
	97.6	26 ± 2	28 - 30	44.3	8.5		"
	96.5	28 ± 3	28 - 30	42.9	8.0		"
	85.7	28 ± 3	26 - 28	39.2	9.2		"
	81.0	28 ± 3	26 - 28	32.7	6.5		"
	63.8	24 ± 2	24 - 26	20.1	3.9		"
	44.3	19 ± 2	18 - 20	13.3	4.1		"
$^{12}_{6}C$ + $^{48}_{22}Ti$	180.0	49 ± 4	46 - 48	108.5	18.5		72
	97.6	32 ± 3	36 - 38	41.7	7.8		"
	81.0	29 ± 3	32 - 34	33.1	7.6		"
$^{12}_{6}C$ + $^{58}_{28}Ni$	180.0	50 ± 4	50 - 52	99.2	14.1		72
	97.6	38 ± 3	36 - 38	47.4	12.9		"
	96.5	35 ± 3	36 - 38	44.6	11.1		"
	81.0	34 ± 3	32 - 34	35.9	11.3		"
	63.8	27 ± 3	28 - 30	19.5	5.0		"
$^{12}_{6}C$ + $^{63}_{29}Cu$	126.0	29 ± 3	44 - 46	60.6	10.9	+	70
	97.6	39 ± 3	38 - 40	42.8	9.6		72
	96.5	35 ± 3	38 - 40	41.0	8.9		"
	81.0	29 ± 3	34 - 36	31.1	7.6		"
	63.8	29 ± 3	28 - 30	22.2	7.2		"
	44.3	21 ± 2	20 - 22	8.4	2.6		"
$^{12}_{6}C$ + $^{107}_{47}Ag$	126.0	40 ± 4	50 - 52	55.8	12.2	+	70
$^{12}_{6}C$ + $^{158}_{64}Gd$	126.0	46 ± 4	54 - 56	48.9	12.1	+	74
$^{12}_{6}C$ + $^{197}_{79}Au$	126.0	53 ± 8	54 - 56	45.2	13.0		70
$^{14}_{7}N$ + $^{27}_{13}Al$	262.0	47 ± 4	44 - 46	137.3	15.7		74
$^{14}_{7}N$ + $^{52}_{24}Cr$	262.0	64 ± 5	60 - 62	152.2	19.6		74
$^{14}_{7}N$ + $^{58}_{28}Ni$	262.0	74 ± 6	62 - 64	155.4	21.8	+	74
$^{14}_{7}N$ + $^{103}_{45}Rh$	121.0	52 ± 10	50 - 52	53.3	17.2		74
$^{16}_{8}O$ + $^{27}_{13}Al$	168.0	36 ± 3	40 - 42	68.3	9.9		74
	161.0	27 ± 3	38 - 40	72.3	14.0	+	68
	105.0	31 ± 2	32 - 34	36.3	7.3		74
$^{16}_{8}O$ + $^{59}_{27}Co$	161.0	41 ± 3	54 - 56	75.2	15.6	+	68

abelle 13, Forts.

	E(lab) [MeV]	L^{exp}_{Kr} [ħ]	L^{th}_{Kr} [ħ]	Δ E [MeV]	Δ L [ħ]		
O + $^{63}_{29}$Cu	168.0	44 ± 5	56 - 58	82.6	18.6	+	70
O + $^{107}_{47}$Ag	168.0	46 ± 5	66 - 68	70.2	15.6	+	70
O + $^{154}_{62}$Sm	137.0	58 ± 5	62 - 64	40.4	10.4		74
O + $^{197}_{79}$Au	168.0	76 ± 12	72 - 74	61.2	20.0		70
Ne + $^{27}_{13}$Al	210.0	44 ± 4	46 - 48	81.3	13.8		74
	200.0	27 ± 4	46 - 48	71.2	10.8	+	68
	138.0	39 ± 3	38 - 40	44.6	9.4		74
Ne + $^{63}_{29}$Cu	210.0	43 ± 5	68 - 70	101.2	26.4	+	70
Ne + $^{107}_{47}$Ag	210.0	54 ± 6	82 - 84	79.7	16.9	+	70
	173.0	56 ± 6	72 - 74	57.0	13.7	+	70
	163.0	58	68 - 70	55.3	15.7	+	74
	129.0	43	56 - 58	32.0	9.1	+	"
	113.0	34	48 - 50	23.9	7.5	+	"
Ne + $^{209}_{83}$Bi	210.0	89 ± 14	92 - 94	60.4	15.6		70
S + $^{24}_{12}$Mg	120.0	31 ± 2	30 - 32	15.7	4.7		73
	110.0	29 ± 2	26 - 28	18.1	11.0		"
	90.0	22 ± 2	20 - 22	8.7	3.4		"
	85.0	19 ± 1	18 - 20	7.2	2.7		"
	80.0	16 ± 1	16 - 18	5.7	1.9		"
	75.0	12 ± 1	12 - 14	5.1	2.0		"
	70.0	9 ± 1	8 - 10	3.9	1.2		"
S + $^{27}_{13}$Al	336.0	45 ± 3	62 - 64	97.9	18.1	+	74
	132.5	36 ± 2	36 - 38	19.8	5.6		73
	120.4	33 ± 2	32 - 34	18.4	6.6		"
	110.0	31 ± 2	30 - 32	13.2	4.1		"
	90.0	23 ± 2	22 - 24	8.8	3.4		"
	87.5	23 ± 2	20 - 22	9.7	5.5		"
	85.0	21 ± 2	20 - 22	7.2	2.6		"
	80.0	18 ± 1	16 - 18	7.3	4.0		"
	77.5	15 ± 1	16 - 18	5.2	1.8		"
	75.0	14 ± 1	14 - 16	4.8	1.6		"
	73.0	13 ± 1	12 - 14	4.6	1.6		"
	69.0	9 ± 1	8 - 10	3.7	1.1		"
	67.0	7 ± 1	4 - 6	3.5	0.8		"
S + $^{40}_{20}$Ca	107.5	32 ± 2	28 - 30	14.8	8.4		73
	97.5	27 ± 2	22 - 24	10.1	4.6		"
	90.0	21 ± 2	16 - 18	7.4	2.7		"
	87.5	19 ± 1	14 - 16	6.4	1.9		"
	85.0	15 ± 1	10 - 12	5.9	1.6		"

Tabelle 13, Forts.

	E(lab) [MeV]	L_{Kr}^{exp} [ħ]	L_{Kr}^{th} [ħ]	Δ E [MeV]	Δ L [ħ]		
$^{32}_{16}S$ + $^{40}_{20}Ca$	82.5	12 ± 1	2 - 4	5.5	1.0		73
	80.0	8 ± 1	< 2				"
$^{32}_{16}S$ + $^{58}_{28}Ni$	120.0	34 ± 2	34 - 36	18.2	1.2		73
	107.5	27 ± 2	24 - 26	11.2	4.9		"
	97.5	15 ± 1	10 - 12	7.6	1.9		"
$^{35}_{17}Cl$ + $^{58}_{28}Ni$	139.8	47	44 - 46	17.5	5.9		74
	119.8	33	30 - 32	11.3	3.8		"
	109.8	24	18 - 20	8.8	3.0		"
	104.8	17	8 - 10	7.4	1.5		"
	99.8	9	< 2				"
	97.8	5	< 2				"
	96.8	3	< 2				"
$^{35}_{17}Cl$ + $^{62}_{28}Ni$	139.8	52	48 - 50	18.8	6.8		74
	119.8	38	34 - 36	12.9	5.5		"
	109.8	30	24 - 26	9.8	4.2		"
	104.8	24	18 - 20	7.9	2.4		"
	99.8	16	4 - 6	6.7	1.0		"
	97.8	13	< 2				"
$^{35}_{17}Cl$ + $^{62}_{28}Ni$	96.8	11	< 2				74
	95.5	9	< 2				"
	94.8	8	< 2				"
$^{40}_{18}Ar$ + $^{58}_{28}Ni$	288.0	73 ± 5	92 - 94	71.8	20.0	+	73
	197.0	72 ± 8	68 - 70	31.0	9.4		"
$^{40}_{18}Ar$ + $^{77}_{34}Se$	201.0	70 ± 10	78 - 80	35.7	13.3		74
	145.0	52 ± 10	46 - 48	14.6	5.8		"
^{40}Ar + ^{109}Ag	288.0	108 ± 9	120 - 122	63.5	18.0	+	73
	197.0	76 ± 6	76 - 78	31.6	15.9		"
^{40}Ar + ^{121}Sb	300.0	136 ± 5	128 - 130	69.7	21.2		73
	260.0	117 ± 2	112 - 114	51.3	17.0		"
	225.0	101 ± 4	94 - 96	39.2	16.1		"
	200.0	84 ± 5	78 - 80	30.9	15.8		"
	180.0	59 ± 3	62 - 64	22.1	11.5		"
	160.0	35 ± 2	40 - 42	13.4	4.9		"
^{40}Ar + ^{165}Ho	300.0	129 ± 7	134 - 136	62.7	21.9		73
	225.0	86 ± 5	88 - 90	33.0	16.8		"
^{40}Ar + ^{238}U	400.0	155 ± 16	184 - 186	96.0	31.1		66/68
	300.0	127 ± 7	132 - 134	44.0	15.0		73
^{84}Kr + ^{209}Bi	500.0	< 35	148 - 150	35.4	15.2	+	73
^{84}Kr + ^{238}U	500.0	< 18	130 - 132	32.8	16.4	+	73

14: Veränderung von L_{Kr}^{th}, Energie- und Drehimpulsverlust für ausgewählte Beispiele bei Variation von K_r^o für F-Reibung und festes $K_\varphi^o = 10$, $a_r = 0.65$. / Eintragung: L_{Kr}^{th} [ħ] / ΔE [MeV]/ ΔL [ħ]

	E(lab) [MeV]	L_{Kr}^{exp} [ħ]	K_r^o = 1200	800	600	400	200	100
^{27}Al	180.	35 ± 3	26 - 28 105.8/8.9	30 - 32 102.3/10.1	32 - 34 103.0/13.3	36 - 38 96.1/12.7	42 - 44 77.7/10.5	44 - 46 85.4/17.1
	44.3	19 ± 2	12 - 14 17.5/2.7	14 - 16 16.9/4.1	16 - 18 15.2/3.9	18 - 20 13.3/4.1	20 - 22 11.4/4.8	22 - 24 5.3/2.3
Mg	70.	9 ± 1	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	8 - 10 4.0/1.3	12 - 14 2.2/1.2	14 - 16 1.0/0.8
^{2}Ni	97.8	13	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	12 - 14 3.5/1.7	16 - 18 2.1/1.8
	96.8	11	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	10 - 12 3.2/1.2	14 - 16 1.9/1.5
	95.5	9	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	2 - 4 3.1/0.6	10 - 12 1.7/1.3
	94.8	8	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	ℓ 2	8 - 10 1.6/0.9
^{109}Ag	288.	108 ± 9	78 - 80 107.9/26.7	98 - 100 93.9/25.8	108 - 110 93.2/37.1	120 - 122 63.5/18.0	130 - 132 44.5/16.1	134 - 136 37.3/17.6
	197.	76 ± 6	36 - 38 49.9/8.8	58 - 60 41.9/12.1	68 - 70 35.4/11.5	76 - 78 32.1/16.7	84 - 86 22.2/13.8	88 - 90 13.6/9.4
^{238}U	400.	155 ± 16	126 - 128 157.7/37.8	156 - 158 127.3/28.4	170 - 172 112.4/29.0	184 - 186 92.7/28.1	198 - 200 60.9/21.9	204 - 206 45.0/20.3
	300.	127 ± 7	74 - 76 87.4/20.7	104 - 106 74.0/25.1	118 - 120 61.3/20.6	130 - 132 51.4/22.5	142 - 144 30.3/14.5	146 - 148 25.4/16.8
^{209}Bi	500.	ℓ 35	34 - 36 74.8/7.3	106 - 108 59.0/17.9	128 - 130 49.6/20.3	148 - 150 34.5/13.4	162 - 164 23.9/16.3	170 - 172 14.0/11.6
^{238}U	500.	ℓ 18	ℓ 2	80 - 82 52.3/11.6	108 - 110 42.8/13.5	130 - 132 31.2/12.4	146 - 148 23.3/20.4	154 - 156 13.3/12.9

Tabelle 15: wie Tab. 14, nur festes K_r^o und Variation von K_φ^o. Eintragung: L_{Kr}^{th} [ħ] / ΔE [MeV] / ΔL [ħ]

	E(lab)	L_{Kr}^{exp} [ħ]	0	10	50	100	200
$^{12}C + ^{27}Al$	180.	35 ± 3	34 - 36	36 - 38	46 - 48	50 - 52	56 - 58
			80.5/-	96.1/12.7	100.5/26.1	110.6/40.8	102.7/38.5
	44.3	19 ± 2	18 - 20	18 - 20	20 - 22	22 - 24	24 - 26
			9.2/-	13.3/4.1	18.0/13.1	16.9/13.2	16.3/14.1
$^{32}S + ^{24}Mg$	70.	9 ± 1	8 - 10	8 - 10	8 - 10	8 - 10	10 - 12
			3.6/-	4.0/1.3	4.8/5.7	5.0/8.9	5.0/10.4
$^{35}Cl + ^{62}Ni$	97.8	13	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2
	96.8	11	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2
	95.5	9	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2
	94.8	8	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2	≤ 2
$^{40}Ar + ^{109}Ag$	288.	108 ± 9	116 - 118	120 - 122	126 - 128	132 - 134	138 - 140
			47.8/-	63.5/18.0	103.4/75.7	108.8/94.0	115.7/126.4
	197.	76 ± 6	76 - 78	76 - 78	80 - 82	82 - 84	86 - 88
			20.8/-	32.1/16.7	42.0/40.9	49.7/75.0	49.8/80.2
$^{40}Ar + ^{238}U$	400.	155 ± 16	182 - 184	184 - 186	192 - 194	200 - 202	208 - 210
			61.8/-	92.7/28.1	152.6/109.0	159.7/131.3	173.4/179.7
	300.	127 ± 7	130 - 132	130 - 132	136 - 138	140 - 142	144 - 146
			33.1/-	51.4/22,5	70.2/58.9	82.0/90.3	90.4/132.9
$^{84}Kr + ^{209}Bi$	500.	≤ 35	146 - 148	148 - 150	150 - 152	154 - 156	158 - 160
			28.8/-	34.5/13.4	53.5/63.7	59.5/90.0	65.7/130.9
$^{84}Kr + ^{238}U$	500.	≤ 18	128 - 130	130 - 132	132 - 134	134 - 136	138 - 140
			27.0/-	31.2/12.4	44.1/54.6	51.3/92.2	53.7/119.2

Tabelle 16: Kritischer Drehimpuls, Wirkungsquerschnitt für negative Winkel und Energieverlust für $^{40}Kr + ^{232}Th$ bei E(lab) = 400 MeV für $(\nabla V)^2$-Reibung; L_2 und L_3 sind die zugehörigen Drehimpulse.

K_r^o	K_φ^o	L_{Kr}^{th} [ħ]	$\sigma(L_2, L_3)$ [mb]	ΔE [MeV]
5.	0.	106 - 108	(108, 133) 340	≥ 140
5.	0.01	116 - 118	(117, 135) 256	≥ 150
4.	0.	118 - 120	(120, 145) 373	≥ 130
4.	0.01	128 - 130	(129, 147) 280	≥ 145
4.	0.02	134 - 136	(136, 149) 209	≥ 162
3.	0.	130 - 132	(132, 158) 425	≥ 118
3.	0.01	144 - 146	(143, 160) 290	≥ 137
3.	0.02	150 - 152	(151, 161) 176	≥ 139

Tabelle 17: wie Tab. 14 für $(\nabla V)^2$-Reibung und Variation von K_r^o und K_φ^o. Eintragung: L_{Kr}^{th} [ħ]
ΔE [MeV]/ ΔL [ħ]

	E(lab) [MeV]	L_{Kr}^{exp} [ħ]	$K_r^o = 7.5$ $K_\varphi^o = 0.02$	4.0 0.04	4.0 0.01	3.0 0.01	2.0 0.005
$^{32}C + ^{27}Al$	180.0	35 ± 3	32 - 34	38 - 40	34 - 36	36 - 38	36 - 38
			84.4/3.8	78.1/7.5	77.3/3.2	71.7/3.2	70.0/29.9
	44.3	19 ± 2	20 - 22	22 - 24	22 - 24	22 - 24	22 - 24
			5.3/0.4	1.8/0.3	1.5/0.07	1.3/0.08	1.0/0.05
$^{32}S + ^{24}Mg$	70.	9 ± 1	12 - 14	14 - 16	14 - 16	14 - 16	14 - 16
			1.3/0.2	0.4/0.08	0.4/0.02	0.3/0.02	0.2/0.01
$^{35}Cl + ^{62}Ni$	97.8	13	4 - 6	14 - 16	14 - 16	16 - 18	18 - 20
			4.3/0.3	2.3/0.7	2.2/0.2	1.5/0.1	0.8/0.04
	96.8	11	$\lesssim 2$	12 - 14	12 - 14	14 - 16	14 - 16
				2.0/0.5	2.0/0.1	1.4/0.1	1.1/0.1
	95.5	9	$\lesssim 2$	8 - 10	8 - 10	10 - 12	12 - 14
				1.9/0.4	1.9/0.09	1.4/0.09	0.8/0.04
	94.8	8	$\lesssim 2$	4 - 6	4 - 6	6 - 8	10 - 12
				1.9/0.3	1.9/0.07	1.5/0.2	0.8/0.03
$^{40}Ar + ^{109}Ag$	288.	108 ± 9	82 - 84	106 - 108	98 - 100	106 - 108	112 - 114
			95.0/17.9	89.7/36.4	78.2/13.7	69.6/13.4	59.7/11.0
	197.	76 ± 6	54 - 56	72 - 74	70 - 72	76 - 78	80 - 82
			40.0/11.8	36.3/24.4	26.9/5.9	21.2/4.7	17.1/4.4
$^{40}Ar + ^{238}U$	400.	155 ± 16	94 - 96	144 - 146	128 - 130	142 - 144	154 - 156
			168.7/45.5	160.8/79.3	142.5/29.8	135.3/34.9	126.3/37.3
	300.	127 ± 7	56 - 58	102 - 104	94 - 96	108 - 110	120 - 122
			87.3/22.9	84.2/63.2	72.8/24.1	60.5/17.1	47.0/11.4
$^{84}Kr + ^{238}U$	500.	$\lesssim 18$	$\lesssim 2$	$\lesssim 2$	$\lesssim 2$	$\lesssim 2$	88 - 90
							42.6/10.1

Tabelle 18: Kritischer Drehimpuls L_{Kr}^{th} berechnet mit $(\nabla V)^2$-Reibung und den Parametern $K_r^o = 4$. $K_Q^o = 0.01$. R_D^{12} ist der Dichteberührradius nach Gl. (11), WB^{th} die Wechselwirkungsbarriere mit der Lage r_w nach Gl. (13), E(lab) die Einschußenergie des Projektils, σ_S der Wirkungsquerschnitt für Spaltung nach Compoundkernbildung, σ_T der Querschnitt für Aussendung weniger leichter Teilchen nach Compoundkernbildung (es sind nur die neuesten experimentellen Daten angegeben), L_{Kr}^{exp} wurde aus $\sigma_S + \sigma_T$ nach Gl. (2) berechnet, L_{Kr}^{th} ist die zentral zu berechnende Größe, der kleinere Wert trägt noch zur Fusion bei, der größere schon zum inelastischen Querschnitt, ΔE und ΔL sind Energie- und Drehimpulsverluste dieser inelastischen Bahn, R_{MIN} ist der kleinste Abstand auf dieser Bahn und L_{MAX}^{th} gibt das Drehimpulsintervall an in dem der Energieverlust kleiner als 5 MeV wird, L_{MAX}^{exp} ist nach dem sharp-cut-off-Modell Gl. (2) aus dem Reaktionsquerschnitt σ_R, der von den jeweiligen Autoren angegeben wird, berechnet, meist ist σ_R nicht aus optischen-Modell-Fits der elastischen Streuung, sondern aus älteren Rechnungen gewonnen; mit + sind stärker abweichende Fälle gekennzeichnet.

	R_D^{12} [fm]	WB^{th} [MeV]	r_W [fm]	E(lab) [MeV]	σ_S [mb]	σ_T [mb]	L_{Kr}^{exp} [ħ]	L_{Kr}^{th} [ħ]	ΔE [MeV]	ΔL [ħ]	R_{MIN} [fm]	L_{MAX}^{th} [ħ]	L_{MAX}^{exp} [ħ]	Referenz
$^{11}_{5}B + ^{159}_{65}Tb$	8.0	37.8	11.6	115.0	5.9±0.6	974±149	40±4	50-52	33.6	3.2	10.6	60-70	62	+ ZEB 74
$^{12}_{6}C + ^{27}_{13}Al$	5.3	11.0	9.4	180.0		834±15%	35±3	34-36	77.5	3.2	7.5	> 50	52	NAT 72
				97.6		854 "	26±2	28-30	32.4	2.9	7.7	30-40	35	"
				96.5		1000 "	28±3	28-30	31.1	2.6	7.7	30-40	35	"
				85.7		1110 "	28±3	28-30	20.9	1.19	7.8	30-40	33	"
				81.0		1150±15%	28±3	28-30	16.9	0.86	7.8	30-40	32	"
				63.8		1140 "	24±2	26-28	8.1	0.40	8.1	28-30	28	"
				44.3		1040 "	19±2	22-24	1.5	0.07	8.7	22-24	21	"
$^{12}_{6}C + ^{48}_{22}Ti$	6.0	17.8	9.8	180.0		1200±15%	49±4	42-44	90.9	6.0	8.2	> 60	64	NAT 72
				97.6		938 "	32±3	36-38	28.8	2.0	8.5	40-50	44	"
				81.0		943 "	29±3	34-36	17.7	1.18	8.6	40-50	38	"
$^{12}_{6}C + ^{58}_{28}Ni$	6.3	22.4	10.0	180.0		1170±15%	50±4	44-46	95.4	8.3	8.5	> 60	69	NAT 72
				97.6		1240 "	38±3	38-40	26.2	1.73	8.8	40-50	46	"
				96.5		1050 "	35±3	36-38	33.1	4.5	8.8	40-50	46	"
				81.0		1217 "	34±3	34-36	19.4	2.0	8.9	40-50	41	"
				63.8		956 "	27±3	30-32	9.7	1.02	9.1	34-36	33	"
$^{12}_{6}C + ^{63}_{29}Cu$	6.4	22.9	10.1	126.0		536±20%	29±3	42-44	48.3	3.6	8.8	60-70	56	+ NAT 70
				97.6		1290±15%	39±3	38-40	30.0	2.9	8.9	50-60	47	NAT 72
				96.5		1070 "	35±3	38-40	28.6	2.6	9.0	50-60	46	"
				81.0		886 "	29±3	36-38	16.8	1.29	9.1	40-50	41	+ "
				63.8		1110 "	29±3	32-34	7.3	0.53	9.3	34-36	33	"
				44.3		882 "	21±2	24-26	0.97	0.06	10.1	24-26	22	"
$^{12}_{6}C + ^{107}_{47}Ag$	7.3	34.8	10.8	126.0		906±20%	40±4	48-50	43.1	3.8	9.8	66-68	62	+ NAT 70
$^{12}_{6}C + ^{158}_{64}Gd$	8.1	44.8	11.5	126.0	16±2	1084±158	46±4	52-54	37.1	3.6	10.7	70-72	67	ZEB 74
$^{12}_{6}C + ^{197}_{79}Au$	8.6	53.6	12.0	126.0	1300	104±30%	53±8	52-54	34.4	4.2	11.2	68-70	66	NAT 70
$^{14}_{7}N + ^{27}_{13}Al$	5.4	12.8	9.4	262.0		945±140	47±4	40-42	118.1	4.5	7.5	> 70	64	NAT 74
				157.0		1360±200	43±4	34-36	62.6	4.9	7.7	54-56	47	+ "
$^{14}_{7}N + ^{52}_{24}Cr$	6.3	22.4	10.0	262.0		1220±180	64±5	52-54	140.6	7.7	8.4	> 80	85	+ NAT 74
				157.0		1220±180	49±4	46-48	62.0	3.9	8.6	68-70	62	"
$^{14}_{7}N + ^{58}_{28}Ni$	6.5	25.9	10.1	262.0		1560±230	74±6	54-56	140.4	7.7	8.6	> 80	88	+ NAT 74
				157.0		1650±250	59±5	46-48	66.8	5.8	8.8	70-72	64	+ "
$^{14}_{7}N + ^{103}_{45}Rh$	7.4	38.9	10.8	121.0		-	52±10	50-52	33.4	3.1	10.0	66-68	60	GAL 74
$^{16}_{8}O + ^{27}_{13}Al$	5,6	14.6	9.5	168.0		860±110	36±3	38-40	55.0	2.9	7.8	56-58	53	MIL 74
				161.0		500±100	27±3	36-38	60.0	5.9	7.8	56-58	52	+ KOW 68
				126.0		960±120	33±3	34-36	36.7	3.1	7.9	46-48	44	MIL 74
				105.0		1040±120	31±2	32-34	26.0	2.5	8.0	42-44	39	"
				81.0		1020±150	27±2	30-32	11.4	0.78	8.2	34-36	31	"
$^{16}_{8}O + ^{59}_{27}Co$	6.6	28.2	10.2	161.0		740±100	41±3	50-52	63.6	6.0	8.9	74-76	67	+ KOW 68
$^{16}_{8}O + ^{63}_{29}Cu$	6.7	30.2	10.2	168.0		760±20%	44±5	52-54	66.7	5.8	9.0	78-80	73	+ NAT 70

Tabelle 18, Forts.

	R_0^{AZ} [fm]	W_B^{th} [MeV]	r_W [fm]	E(lab) [MeV]	σ_S [mb]	σ_T [mb]	L_{Kn}^{exp} [ħ]	L_{Kn}^{th} [ħ]	ΔE [MeV]	ΔL [ħ]	R_{min} [fm]	L_{max}^{th} [ħ]	L_{max}^{exp} [ħ]		Referenz
$^{16}_{8}O + ^{107}_{47}Ag$	7.6	45.9	10.9	168.0		710±20%	46±5	60-62	61.9	6.1	10.0	88-90	83	+	NAT 70 [3]
$^{16}_{8}O + ^{154}_{62}Sm$	8.3	57.5	11.6	137.0	40±4	1220±196	58±5	58-60	35.1	4.4	10.9	76-78	75		ZEB 74 [1]
$^{16}_{8}O + ^{197}_{79}Au$	8.9	70.8	12.1	168.0	1600	100±30%	76±12	64-66	58.3	11.8	11.4	≳ 90	93	+	NAT 70 [3]
$^{20}_{10}Ne + ^{27}_{13}Al$	5.8	18.0	9.6	210.0		940±150	44±4	42-44	73.5	7.1	8.0	66-68	59		MIL 74 [6]
				200.0		380±100	27±4	42-44	63.9	4.9	8.0	64-66	58	+	KOW 68 [7]
				138.0		1170±130	39±3	38-40	31.0	2.5	8.2	50-52	47		MIL 74 [6]
$^{20}_{10}Ne + ^{63}_{29}Cu$	7.0	37.3	10.4	210.0		532±20%	43±5	60-62	88.8	11.0	9.2	≳ 90	101	+	NAT 70 [3]
$^{20}_{10}Ne + ^{107}_{47}Ag$	7.9	56.9	11.1	210.0		672±20%	54±6	70-72	83.3	10.4	10.2	≳100	80	+	NAT 70 [3]
				173.0		868±20%	56±6	64-66	56.6	8.1	10.3	≳ 90	57	+	"
				163.0		1000	58	62-64	49.8	7.5	10.3	88-90	-		PLA 74 [8]
				129.0		700	43	54-56	25.8	3.7	10.5	70-72	-	+	"
				113.0		500	34	48-50	17.3	2.8	10.6	58-60	-	+	"
$^{20}_{10}Ne + ^{150}_{60}Nd$	8.5	69.1	11.7	144.	89±9	1360±210	69±3	60-62	33.5	6.7	11.1	80-90	77		ZEB 74 [1]
$^{20}_{10}Ne + ^{209}_{83}Bi$	9.2	91.3	12.2	210.0	1440	81±20%	89±9	76-78	71.1	12.5	11.7	≳ 100	115	+	NAT 70 [3]
$^{32}_{16}S + ^{24}_{12}Mg$	6.2	26.1	9.8	120.0		960±10%	31±2	32-34	8.8	1.88	9.0	34-36	-		GUT 73 [9]
				110.0		945 "	29±2	30-32	5.4	0.75	9.1	32-34	-		"
				90.0		669 "	22±2	24-26	2.0	0.21	9.4	24-26	-		"
				85.0		515 "	19±1	22-24	1.5	0.14	9.5	22-24	-		"
				80.0		414 "	16±1	20-22	0.87	0.06	9.7	20-22	-		"
				75.0		269 "	12±1	18-20	0.38	0.02	10.1	18-20	-		"
				70.0		150 "	9±1	14-16	0.35	0.02	10.1	14-16	-		"
$^{32}_{16}S + ^{27}_{13}Al$	6.4	27.9	9.9	336.0		620±80	45±3	56-58	85.1	6.3	8.6	90-92	79	+	MIL 74 [6]
				132.5		995±10%	36±2	38-40	10.3	1.14	9.1	42-44	-		GUT 73 [9]
				120.4		936 "	33±2	36-38	6.5	0.59	9.2	38-40	-		"
				110.0		914 "	31±2	34-36	3.4	0.27	9.4	34-36	-		"
				90.0		650 "	23±2	26-28	2.2	0.22	9.6	26-28	-		"
				87.5		663 "	23±2	26-28	1.1	0.08	9.9	26-28	-		"
				85.0		561 "	21±2	24-26	1.4	0.12	9.7	24-26	-		"
				80.0		434 "	18±1	22-24	0.76	0.05	10.0	22-24	-		"
				77.5		336 "	15±1	20-22	0.86	0.07	9.9	20-22	-		"
				75.0		296 "	14±1	18-20	0.90	0.08	9.8	18-20	-		"
				73.0		248 "	13±1	16-18	1.1	0.22	9.7	16-18	-		"
				69.0		139	9±1	14-16	0.39	0.02	10.2	14-16	-		
				67.0		90 "	7±1	12-14	0.34	0.02	10.3	12-14	-		"
$^{32}_{16}S + ^{40}_{20}Ca$	6.9	42.0	10.2	107.5		670±10%	32±2	34-36	4.0	0.37	9.9	34-36	-		GUT 73 [9]
				97.5		535 "	27±2	28-30	2.9	0.28	10.0	28-30	-		"
				90.0		354 "	21±2	22-24	2.3	0.27	10.0	22-24	-		"
				87.5		300 "	19±1	20-22	1.8	0.18	10.1	20-22	-		"
				85.0		196 "	15±1	18-20	1.4	0.10	10.2	18-20	-		"
				82.5		139 "	12±1	14-16	1.6	0.20	10.1	14-16	-		"
				80.0		65 "	8±1	12-14	0.86	0.04	10.4	12-14	-		"
$^{32}_{16}S + ^{58}_{28}Ni$	7.4	56.7	10.5	120.0		497±10%	34±2	38-40	8.8	2.2	10.2	42-44	-		GUT 73 [9]
				107.5		350 "	27±2	30-32	4.7	0.70	10.4	30-32	-		"
				97.5		131 "	15±1	20-22	2.7	0.26	10.5	20-22	-		"
$^{35}_{17}Cl + ^{58}_{28}Ni$	7.5	59.8	10.6	139.8		781	47	46-48	10.6	1.5	10.3	52-54	-		SCO [10]
				119.8		454	33	34-36	5.7	0.90	10.4	36-38	-		"
				109.8		271	24	26-28	3.3	0.32	10.6	26-28	-		"
				104.8		143	17	20-22	2.5	0.19	10.7	20-22	-		"
				99.8		47	9	10-12	2.1	0.11	10.7	10-12	-		"
				97.8		19	5	≤ 2					-		"
				96.8		6.7	3	≤ 2					-		"

Tabelle 18, Forts.

	R_0^{zz} [fm]	W_{opt}^{th} [MeV]	r_W [fm]	E(lab) [MeV]	σ_s [mb]	σ_r [mb]	L_{Ki}^{exp} [ħ]	L_{Ki}^{th} [ħ]	ΔE [MeV]	ΔL [ħ]	R_{HW} [fm]	L_{max}^{th} [ħ]	L_{max}^{exp} [ħ]		Referenz
$^{35}_{17}Cl + ^{62}_{28}Ni$	7.6	59.1	10.8	139.8		929	52	50-52	11.2	1.55	10.4	58-60	-		SCO [10
				119.8		585	38	38-40	6.6	1.26	10.5	40-42	-		"
				109.8		401	30	30-32	4.2	0.68	10.6	30-32	-		"
				104.8		268	24	26-28	2.7	0.23	10.8	26-28	-		"
				99.8		136	16	18-20	2.4	0.21	10.8	18-20	-		"
				97.8		89	13	14-16	2.2	0.17	10.8	14-16	-		"
				96.8		65	11	12-14	2.0	0.13	10.9	12-14	-		"
				95.5		48	9	8-10	1.9	0.09	10.9	8-10	-		"
				94.8		37	8	4-6	1.9	0.07	10.8	4-6	-		"
$^{40}_{18}Ar + ^{58}_{28}Ni$	7.7	62.3	10.8	288.0	-	$900^{\pm}120$	$73^{\pm}5$	80-82	70.6	9.8	10.0	≥ 110	-	+	GUT [11
				197.0	$400^{\pm}150$	$880^{\pm}120$	$72^{\pm}8$	64-66	27.7	4.7	10.2	82-84	-		"
$^{40}_{18}Ar + ^{77}_{34}Se$	8.1	73.2	11.2	201.0		-	$70^{\pm}10$	72-74	33.2	7.3	10.6	96-98	93		GAL 74 [
				145.0		-	$52^{\pm}10$	48-50	9.1	1.59	11.0	54-56	40		"
$^{40}_{18}Ar + ^{109}_{47}Ag$	8.8	97.3	11.7	288.0	$600^{\pm}90$	$670^{\pm}100$	$108^{\pm}9$	98-100	78.0	13.5	11.1	≥ 130	-		GUT [1
				197.0	$300^{\pm}45$	$620^{\pm}90$	$76^{\pm}6$	70-72	26.9	5.8	11.3	94-96	-		"
$^{40}_{18}Ar + ^{121}_{51}Sb$	8.9	104.1	11.8	300.0	$620^{\pm}60$	$1200^{\pm}50$	$136^{\pm}5$	102-104	89.3	18.7	11.3	≥ 150	156	+	LEF 74 [1
				260.0	500	$1050^{\pm}50$	$117^{\pm}2$	92-94	66.5	18.3	11.4	140-150	136	+	"
				225.0	$535^{\pm}50$	$800^{\pm}50$	$101^{\pm}4$	82-84	40.1	8.1	11.5	110-120	114	+	"
				200.0	$510^{\pm}80$	$540^{\pm}40$	$84^{\pm}5$	70-72	30.1	9.8	11.5	96-98	94	+	"
				180.0	$187^{\pm}20$	$400^{\pm}20$	$59^{\pm}3$	58-60	19.7	6.5	11.6	78-80	76		"
				160.0	$103^{\pm}1$	$140^{\pm}20$	$35^{\pm}2$	40-42	10.6	2.1	11.8	52-54	50		"
$^{40}_{18}Ar + ^{165}_{67}Ho$	9.6	131.3	12.4	300.0	$1430^{\pm}140$	-	$129^{\pm}7$	104-106	81.7	17.2	12.0	160	164	+	LEF 74 [1
				225.0	$860^{\pm}90$	-	$86^{\pm}5$	74-76	34.1	7.7	12.1	110-112	109	+	"
$^{40}_{18}Ar + ^{209}_{83}Bi$	10.1	157.3	12.9	250.0	$1110^{\pm}200$	-	$108^{\pm}10$	74-76	40.2	8.7	12.7	120-130	121	+	LEF 74 [1
$^{40}_{18}Ar + ^{238}_{92}U$	10.4	171.0	13.1	400.0	$1350^{\pm}20\%$	-	$155^{\pm}16$	128-130	140.9	27.3	12.7	≥ 170	231	+	SIK 66'68 [
				300.0	$1220^{\pm}120$	-	$127^{\pm}7$	94-96	70.0	18.2	12.9	≥ 150	164	+	LEF 74 [1
				250.0	$766^{\pm}150$	-	$91^{\pm}9$	64-66	35.6	7.2	13.0	≥ 100	116	+	"
$^{84}_{36}Kr + ^{209}_{83}Bi$	11.2	297.1	13.6	600.0	$200^{\pm}60$	-	$87^{\pm}13$	104-106	130.2	32.0	13.5	≥ 170	-	+	WOL 74 [1
				525.0	40		36	40-42	84.7	15.7	13.6	≥ 70	-		PET 74 [1
				500.0	40		35	≤ 2					161		LEF 74 [1
$^{84}_{36}Kr + ^{238}_{92}U$	11.5	323.2	13.9	500.0	10	-	18	≤ 2					145		LEF 74 [1

Tabelle 19: Experimentelle und theoretische Fusionsbarrieren; WB^{th} ist die zugehörige theoretische Wechselwirkungsbarriere.

	FB^{exp} [MeV]	WB^{th} [MeV]	FB^{th} [MeV]	$\Delta = FB^{th}-WB^{th}$	
$^{12}C + ^{205}Tl$	56.0	54.6	55.7	1.1	[43]
$^{12}C + ^{209}Bi$	57.0	55.8	57.0	1.2	[43]
$^{16}O + ^{205}Tl$	77.0	72.0	74.3	2.3	[43]
$^{32}S + ^{24}Mg$	28.3 ± 2 %	26.0	26.6	0.6	[10]
$^{32}S + ^{27}Al$	29.7 ± 2 %	27.9	28.4	0.5	[10]
$^{32}S + ^{40}Ca$	43.5 ± 2 %	41.9	42.8	0.9	[10]
$^{32}S + ^{58}Ni$	59.5 ± 2 %	56.8	58.1	1.3	[10]
$^{40}Ar + ^{164}Dy$	134, 129	129.4	136.8	7.4	[44]
$^{84}Kr + ^{72}Ge$	147.0	129.9	137.1	7.2	[45]
$^{84}Kr + ^{116}Cd$	204.0	184.6	201.8	17.2	[45]
$^{84}Kr + ^{232}Th$	332.0	317.0	395.7	78.7	[46]

Tabelle 20: Gleichzeitige Änderung von Potential und Reibung bei $(\nabla V)^2$-Reibung und relativen Parametern $K_r^o = 4.$, $K_\varphi^o = 0.01$.

	E(lab) [MeV]	L_{Kr}^{exp} [ħ]	0.8 V	V	1.2 V
$^{12}C + ^{27}Al$	180.0	35 ± 3	32 - 34	34 - 36	34 - 36
			80.7/3.4	77.3/3.2	84.2/5.6
	44.3	19 ± 2	20 - 22	22 - 24	22 - 24
			3.7/0.3	1.5/0.07	2.2/0.1
$^{32}S + ^{24}Mg$	70.	9 ± 1	12 - 14	14 - 16	14 - 16
			0.5/0.03	0.4/0.02	0.7/0.07
$^{35}Cl + ^{62}Ni$	97.8	13	8 - 10	14 - 16	18 - 20
			2.4/0.2	2.2/0.2	1.9/0.1
	96.8	11	4 - 6	12 - 14	16 - 18
			2.2/0.1	2.0/0.1	1.9/0.1
	95.5	9	≤ 2	8 - 10	12 - 14
				1.9/0.09	2.0/0.2
	94.8	8	≤ 2	4 - 6	10 - 12
				1.9/0.07	1.9/0.1
$^{40}Ar + ^{109}Ag$	288.	108 ± 9	92 - 94	98 - 100	102 - 104
			82.7/16.0	78.2/13.7	76.5/13.4
	197.	76 ± 6	66 - 68	70 - 72	74 - 76
			27.0/5.2	26.9/5.9	25.2/4.7
$^{40}Ar + ^{238}U$	400.	155 ± 16	118 - 120	128 - 130	134 - 136
			148.4/34.1	142.5/29.8	140.4/29.0
	300.	127 ± 7	86 - 88	94 - 96	100 - 102
			70.7/17.2	72.8/24.1	68.9/17.9
$^{84}Kr + ^{238}U$	500.	≤ 18	≤ 2	≤ 2	≤ 2

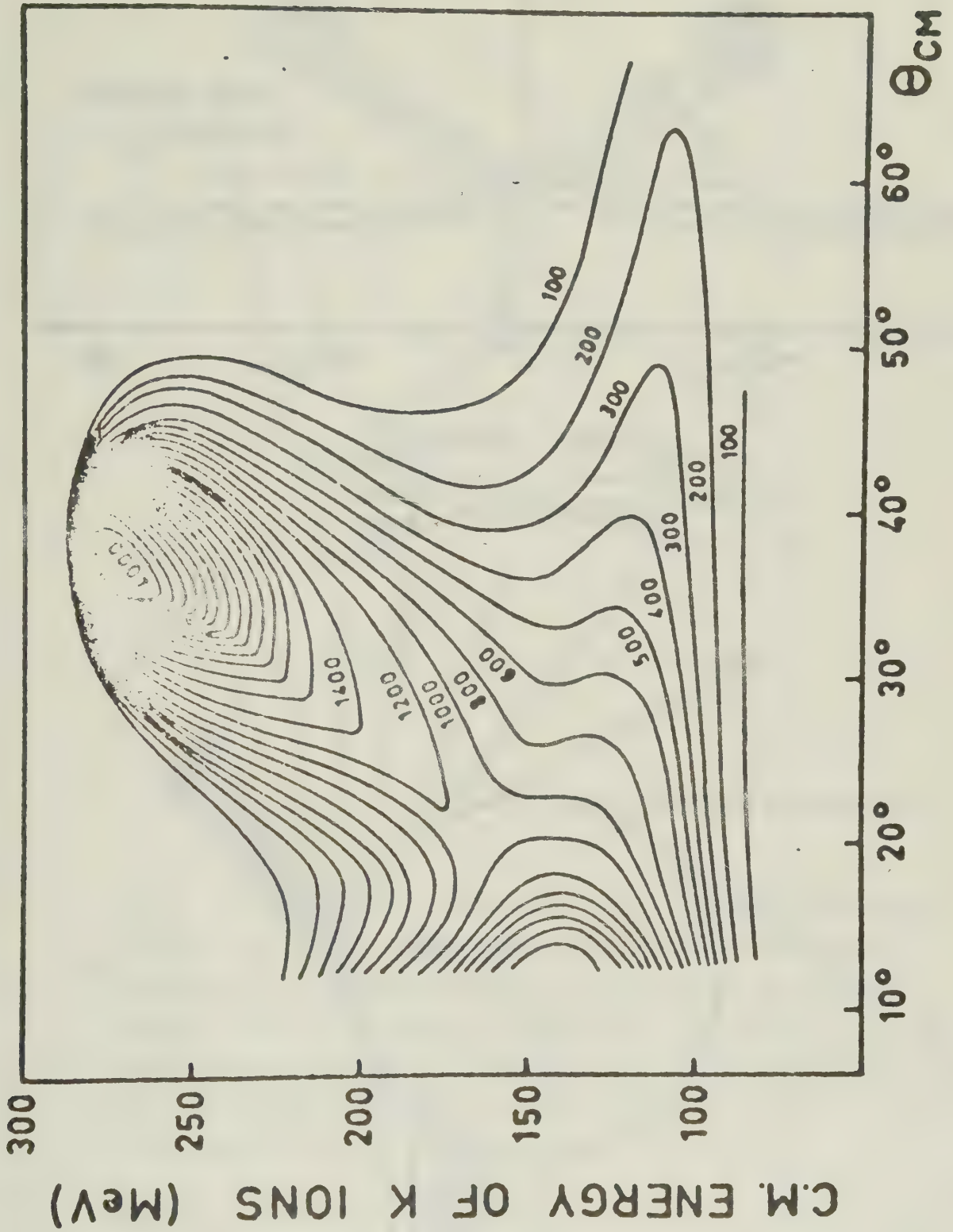


Fig.1 Höhenschichtlinien des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d^2\sigma}{d\varepsilon\, d\Theta}\left[\frac{\mu b}{MeV\, rad}\right]$ im Schwerpunktsystem für die Reaktion $^{232}Th(^{40}Ar,K)$ bei E(lab) = 379 MeV als Funktion des Schwerpunktsstreuwinkels und der Schwerpunktsenergie der K-Ionen [17].

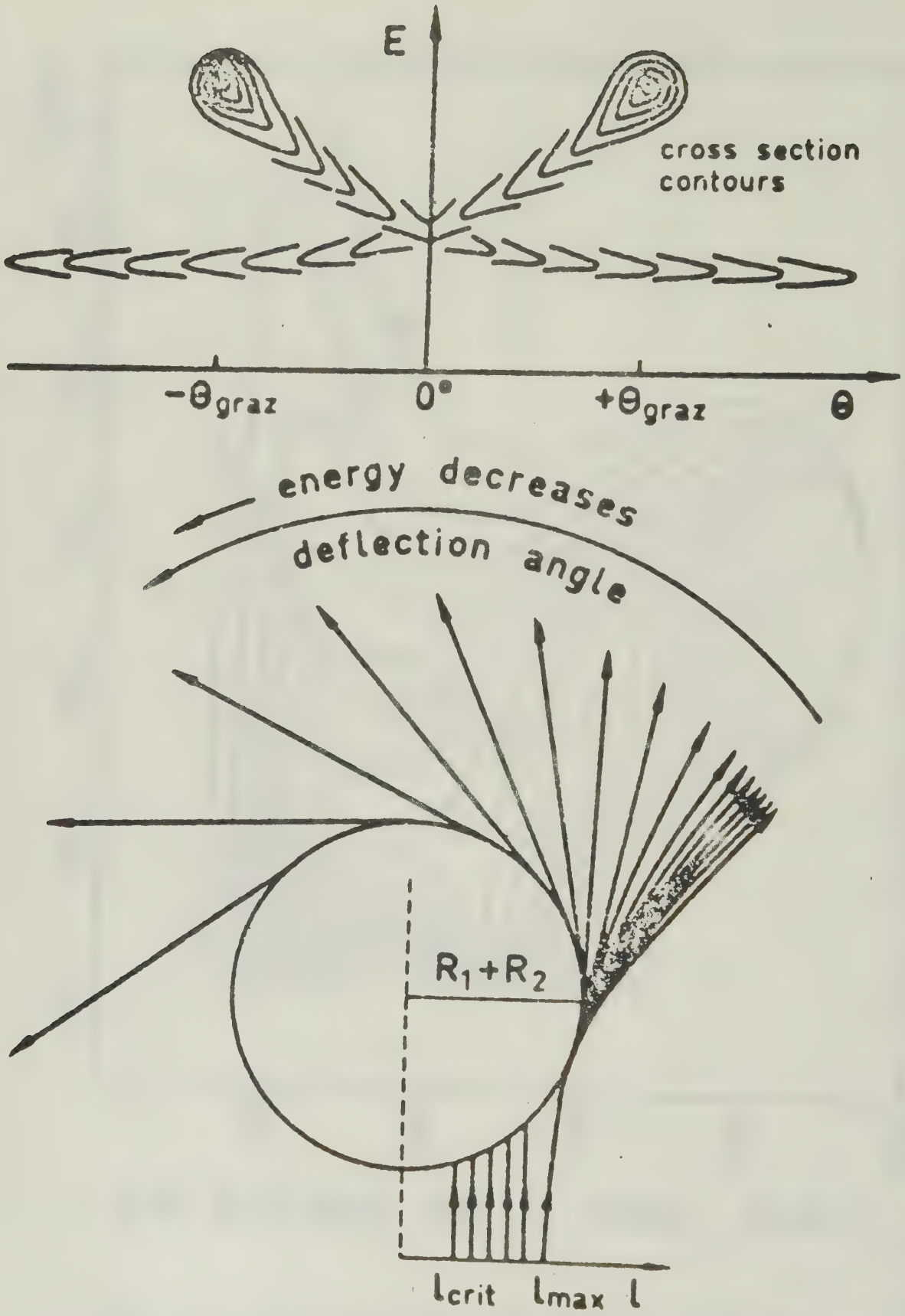


Fig.2 Schematische Erklärung der in Fig.1 gezeigten Meßdaten (aus [17]; siehe Text).

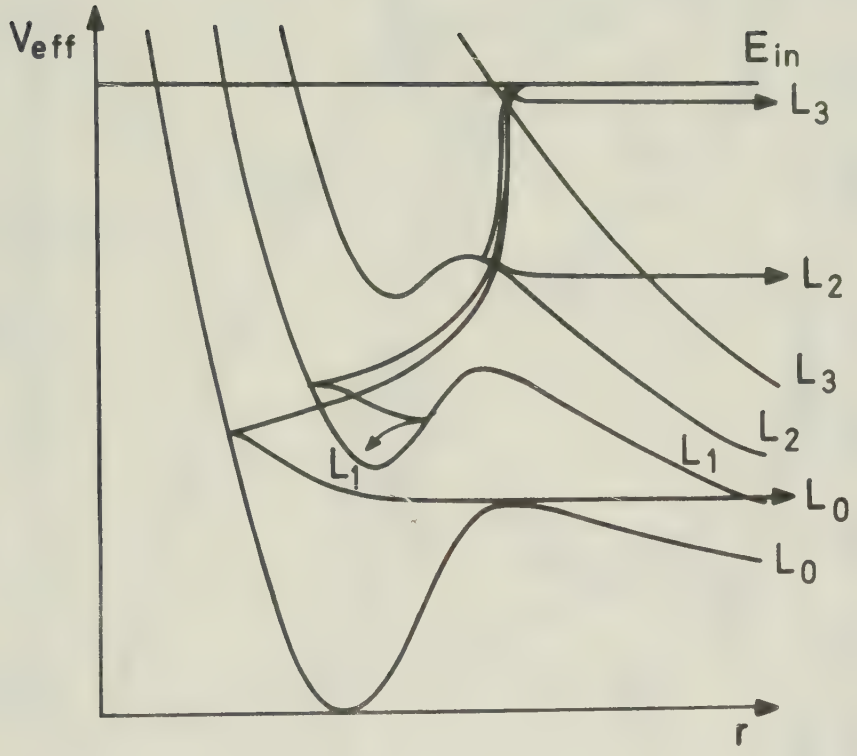


Fig.3 Zur Erklärung des Modells. E_{in} ist die Einschußenergie im Schwerpunktsystem, eingezeichnet sind die effektiven Potentiale zu den Drehimpulsen L_0 bis L_3, die mit Pfeil versehenen Kurven sind die Bahnen im jeweiligen effektiven Potential bei Drehimpulserhaltung. $\rightarrow L_1$ ist eine Fusionsbahn, $\rightarrow L_2$ trägt zum inelastischen Wirkungsquerschnitt bei.

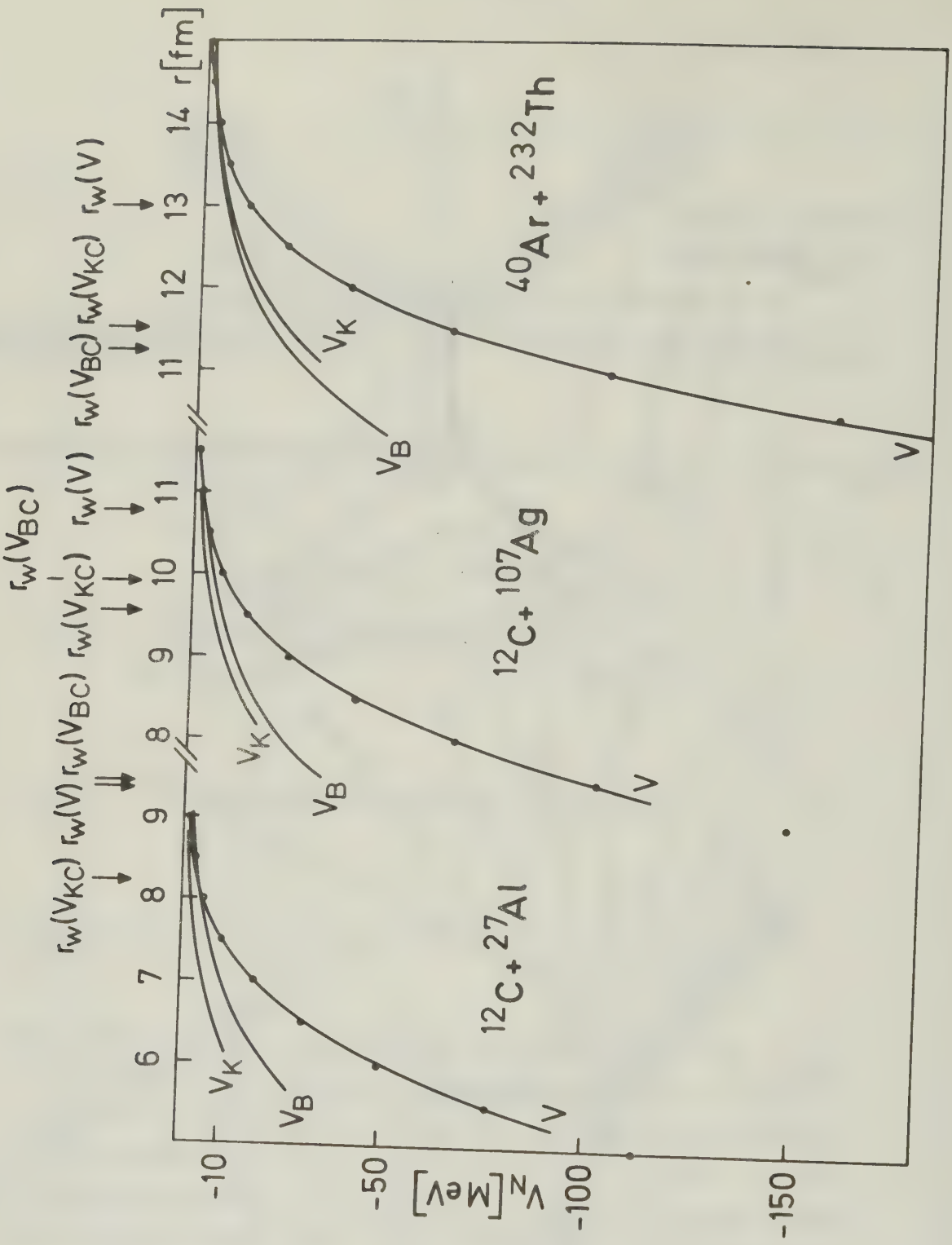


Fig.4 Radiale Abhängigkeit der Potentiale V_B Gl.(6), V_K Gl.(7) und V Gl.(13) für verschiedene Systeme. Die Punkte · sind nach (12) ausgerechnete nummerische Werte des Integrals; $r_W(V_i)$ bezeichnet die Lage der jeweiligen Wechselwirkungsbarriere (vgl.Tab.4); die Kurven beginnen am Dichteberührradius.

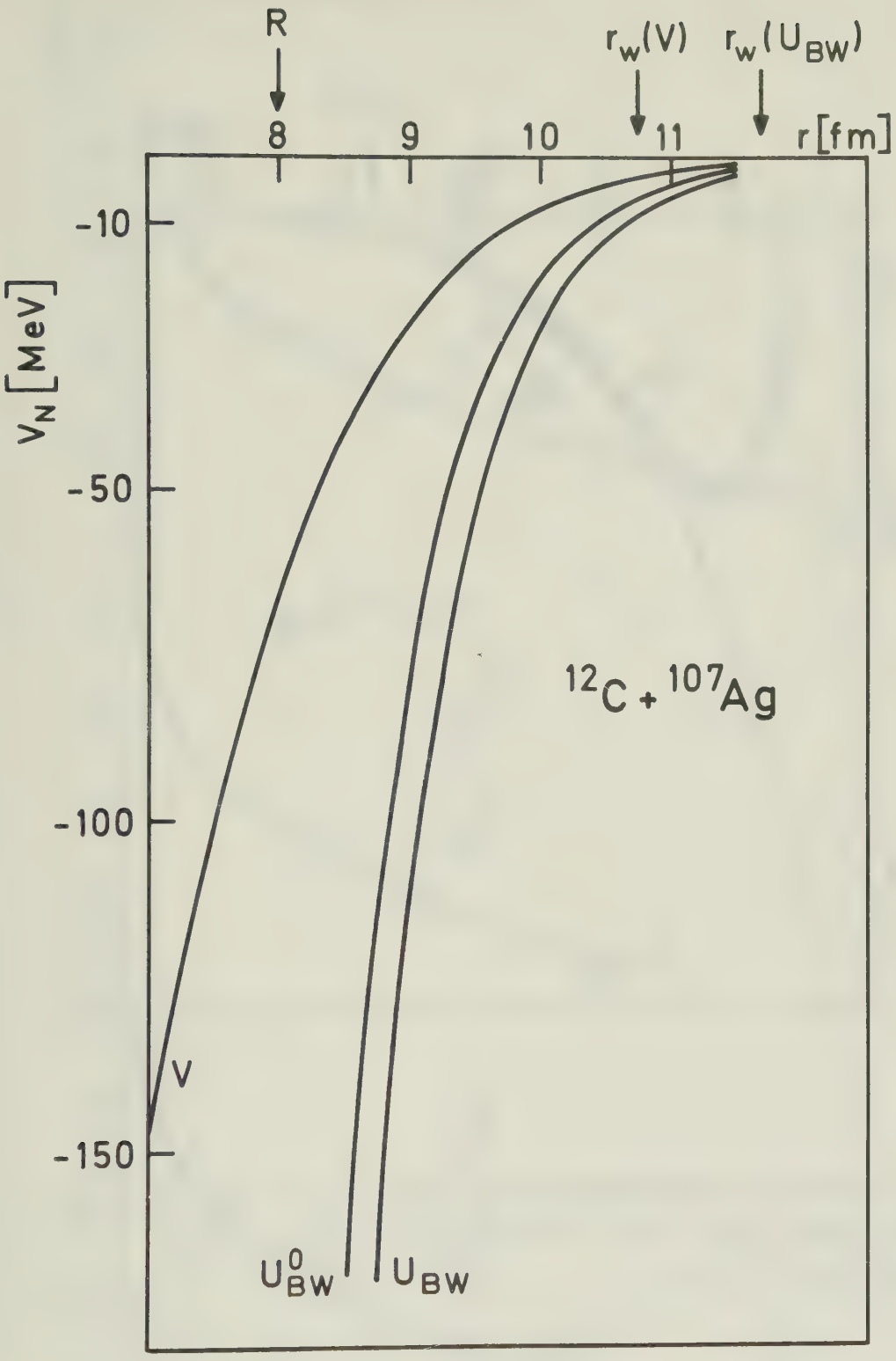


Fig.5 Radiale Abhängigkeit der Potentiale U^0_{BW}, U_{BW} Gl.(9) und V Gl.(13) für das mittlere System $^{12}C + ^{107}Ag$.

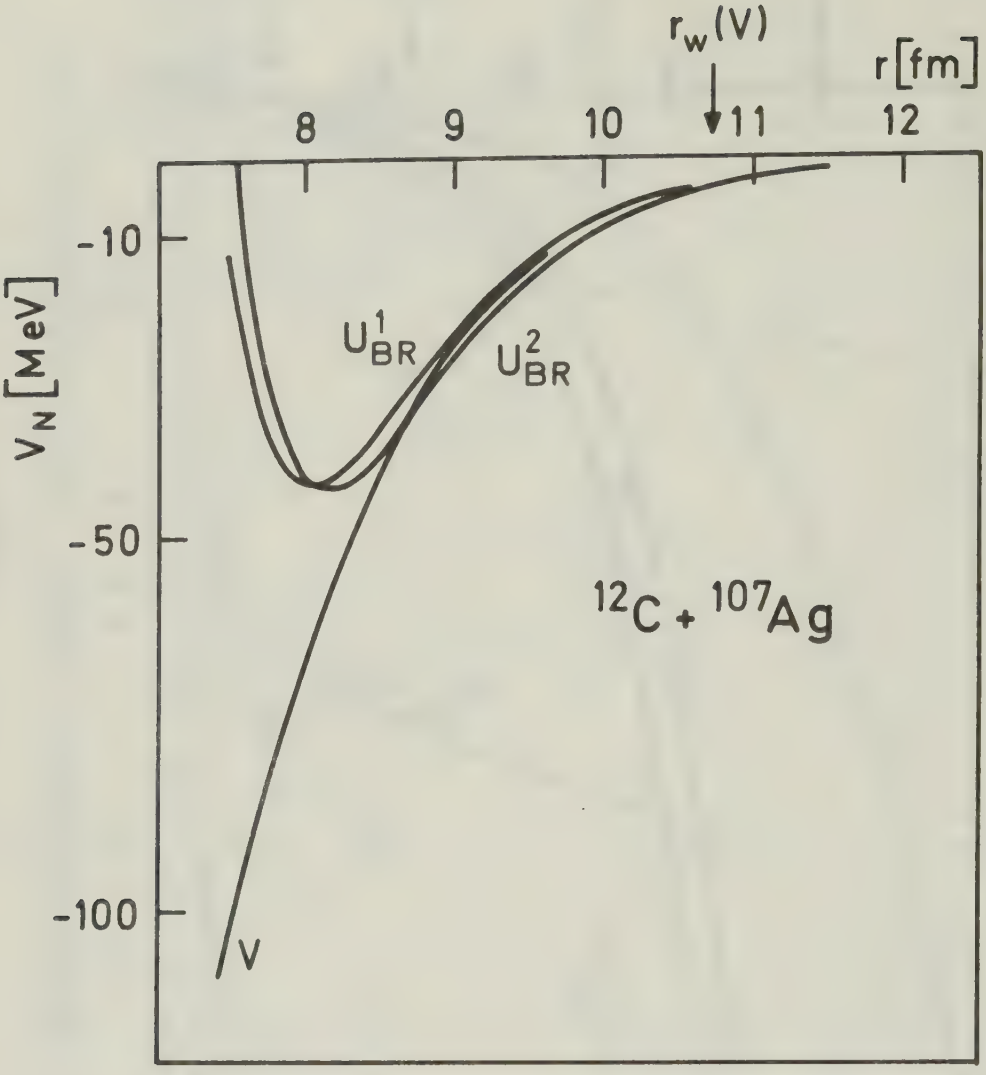


Fig.6 Radiale Abhängigkeit der Potentiale U_{BR} Gl.(10) (Index siehe Text) und V Gl.(13) für das mittlere System $^{12}C + ^{107}Ag$.

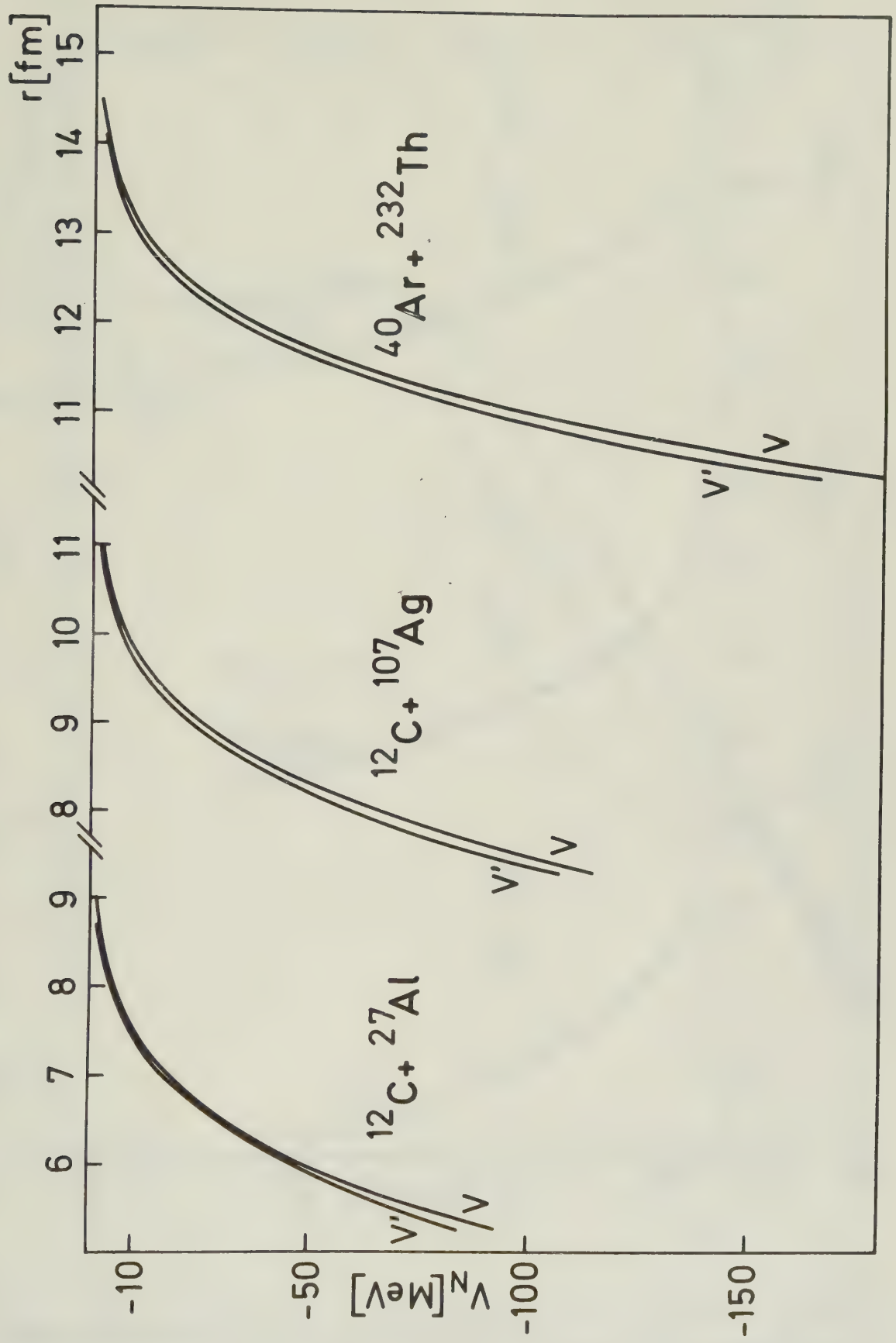


Fig.7 Vergleich der Potentiale bei Verwendung verschiedener Radien des Einteilchenpotentials; $V(R_D)$, $V'(R_M)$

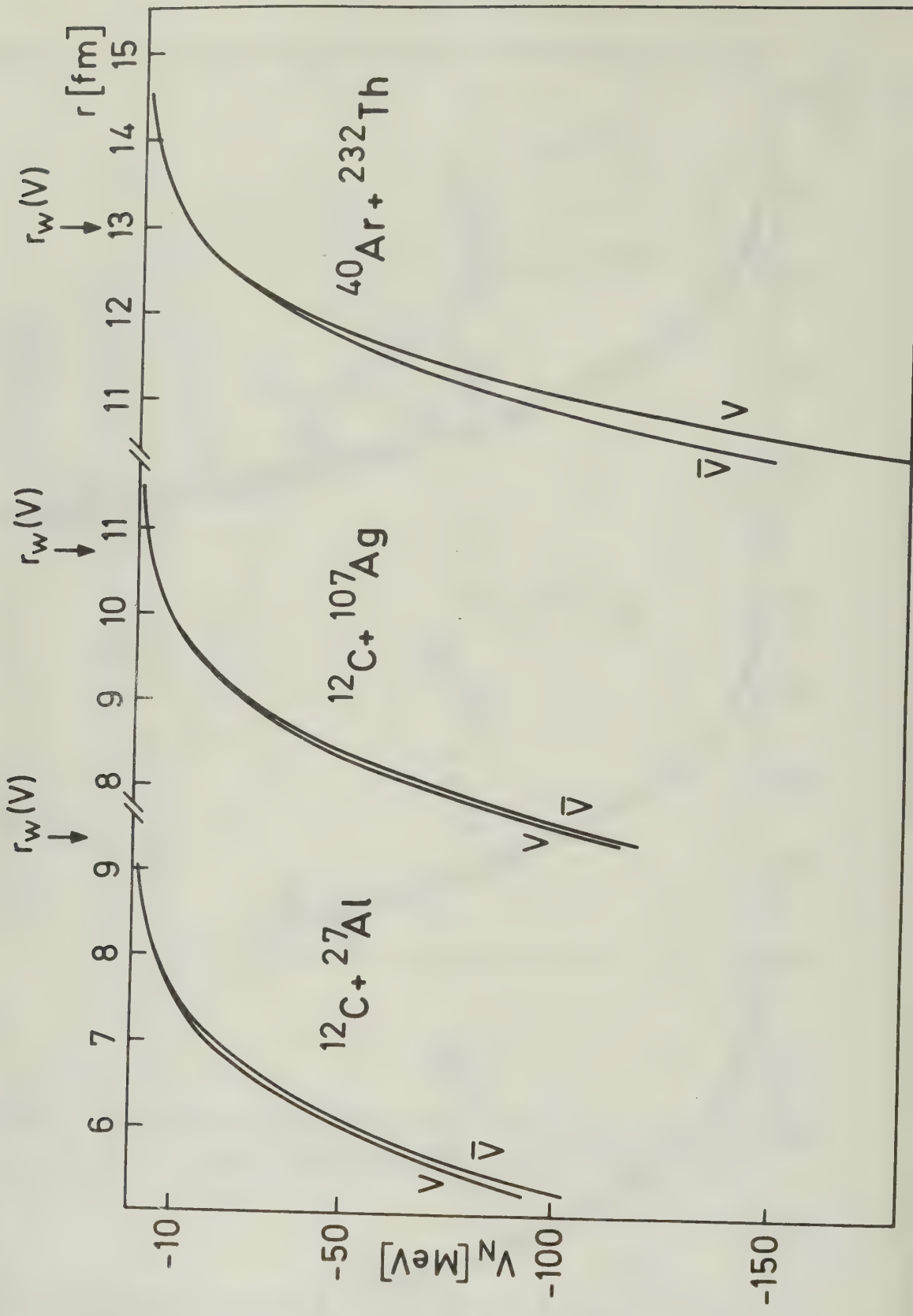


Fig.8 Vergleich der individuell an das Faltungsintegral angepaßten Potentiale V nach Gl.(13) und der mit festen "mittleren" Parametern nach Gl.(14) berechneten Potentiale $\overline{V}$.

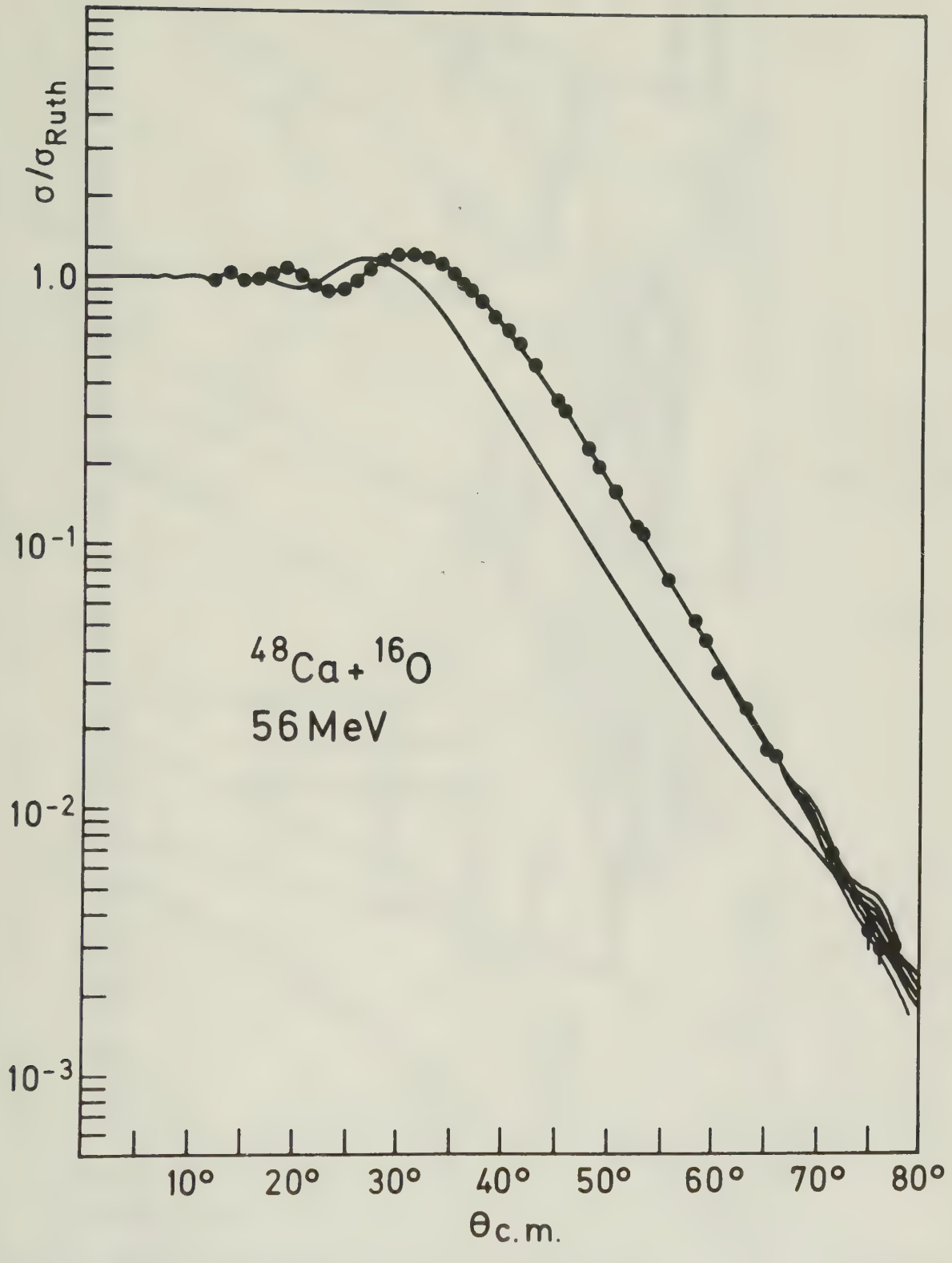


Fig.9 Winkelverteilung für elastische Streuung.Die durch die experimentellen Punkte laufenden Kurven sind optische-Modell-Rechnungen mit den Parametern aus Tab.12 [33].Die verschobene Kurve ist mit V Gl.(13) und $W_0/R_I^0/a_I$ = 100/1.3/0.5 berechnet.

Fig.10 Radiale Abhängigkeit von Kernpotential V und radialem Reibungskoeffizienten K_r. $K_r \sim F$ nach Gl.(15) mit $K_r^0=400, a_r=0.65$ R_r ist der Halbwertsradius. $K_r \sim (\nabla V)^2$ nach Gl.(17) mit $K_r^0=4$. R_{MIN} ist der kleinste Abstand der ersten inelastischen Bahn oberhalb des kritischen Drehimpulses bei der angegebenen Einschußenergie mit den Parametern entsprechend Tab.13 und Tab.18 $K_\varphi^0=10$ ($K \sim F$), $K_\varphi^0=0.01$ ($K \sim (\nabla V)^2$). V ist das Kernpotential.

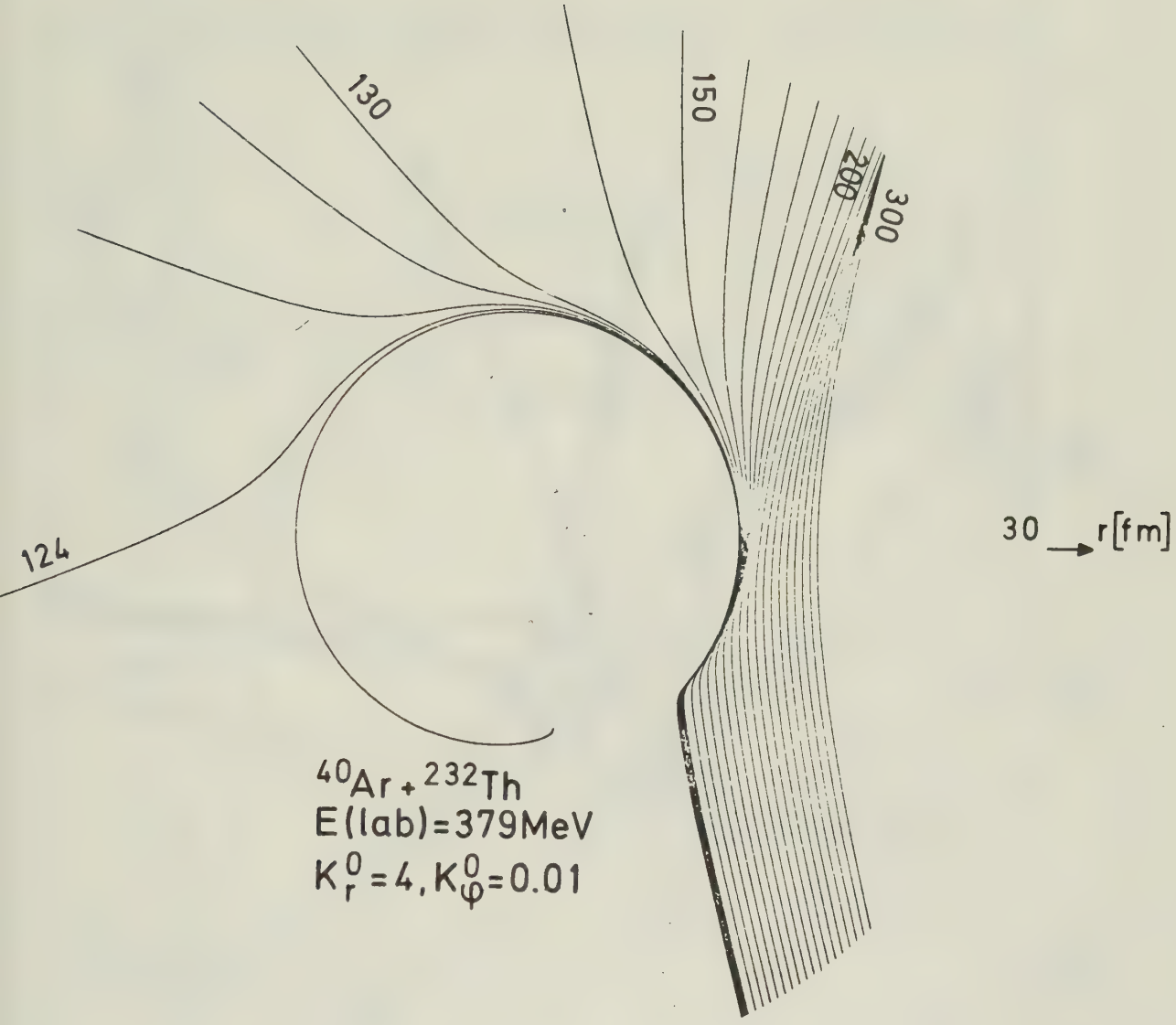


Fig.11 Bahnen für das System $^{40}Ar + ^{232}Th$ für die Anfangsdrehimpulse $122\hbar \leq L \leq 300\hbar$, $(\nabla V)^2$- Reibung; $L = 122\hbar$ ist die letzte Fusionsbahn, $L = 124\hbar$ die erste inelastische Bahn.

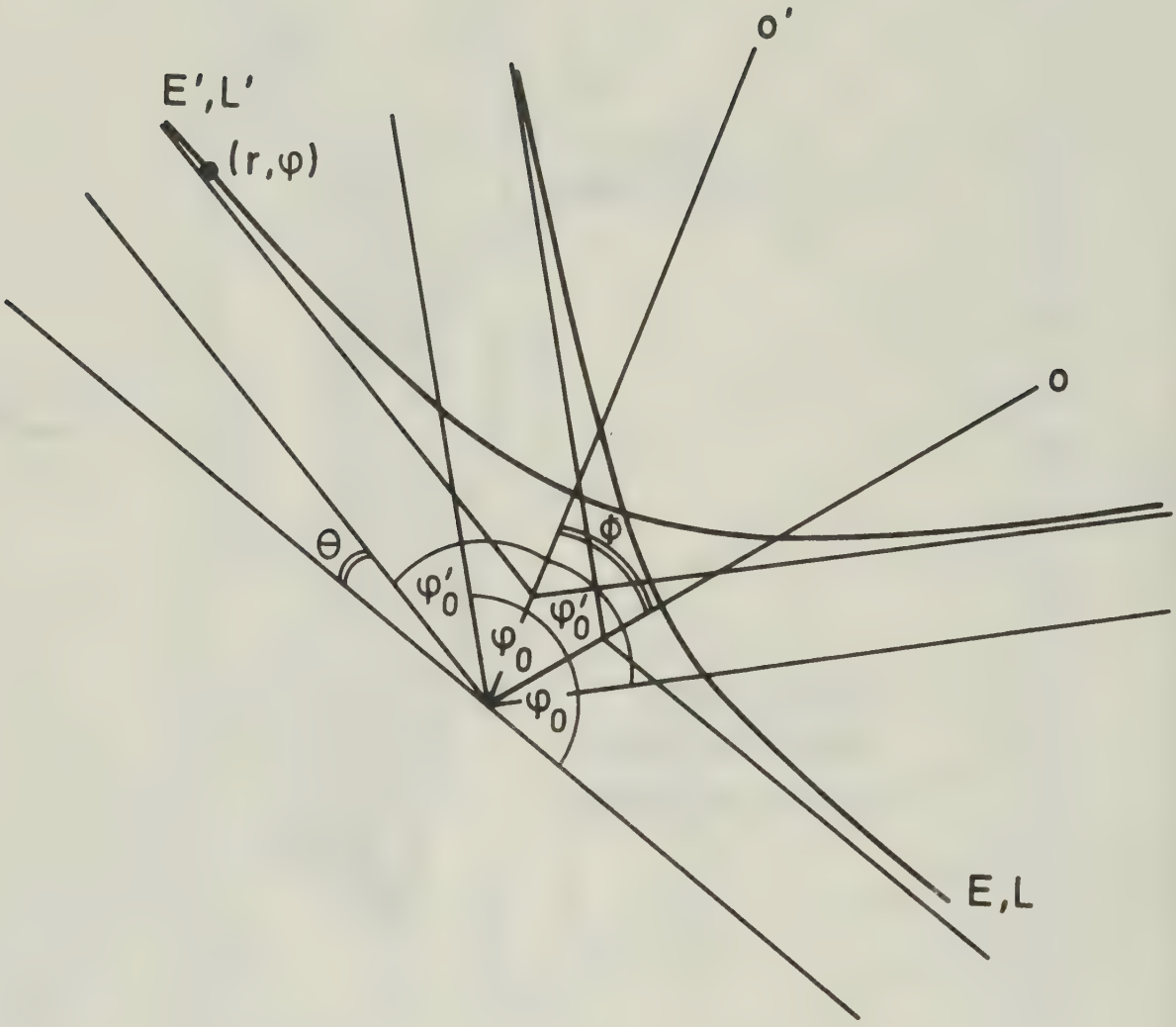


Fig.12 Zur Bestimmung des Streuwinkels Θ

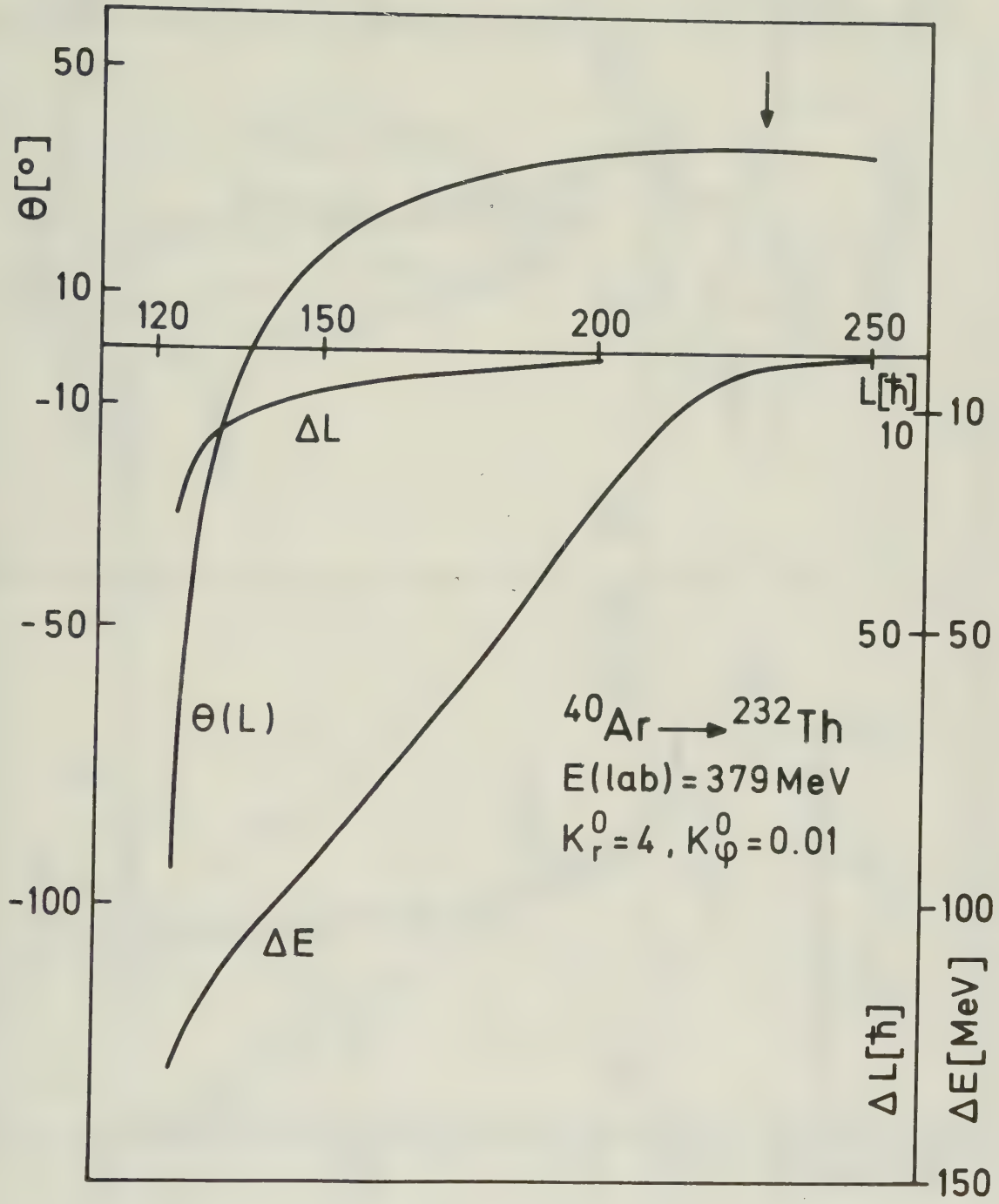


Fig.13 Ablenkungsfunktion $\Theta(L)$, Energieverlust ΔE und Drehimpulsverlust ΔL in Abhängigkeit vom Anfangsdrehimpuls L; zu Fig.11.

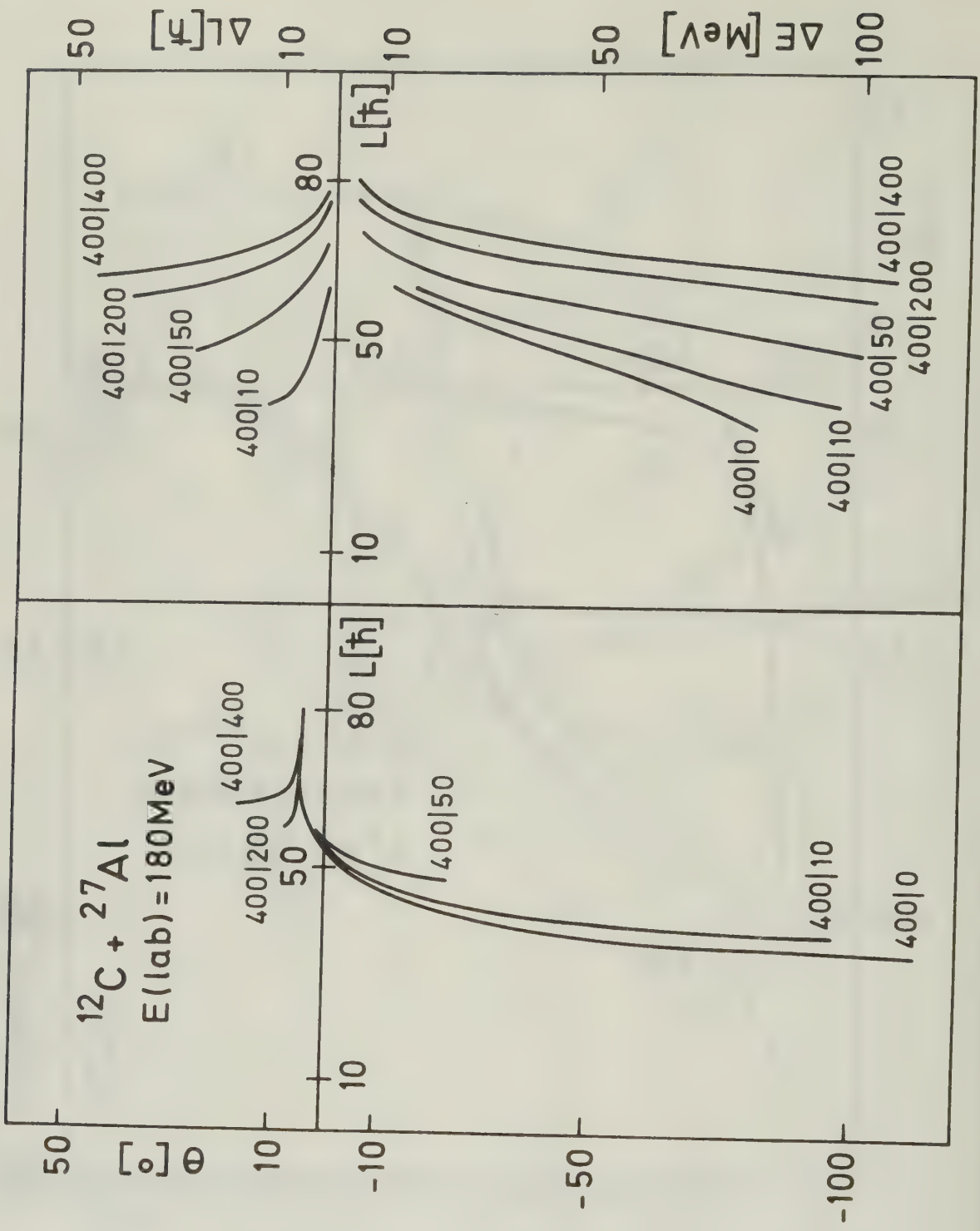


Fig.14 Ablenkungsfunktion $\Theta(L)$, Energieverlust ΔE und Drehimpulsverlust ΔL bei Variation von K_φ^0 für F-Reibung bei festem $K_r^0=400, a_r=0.65$.

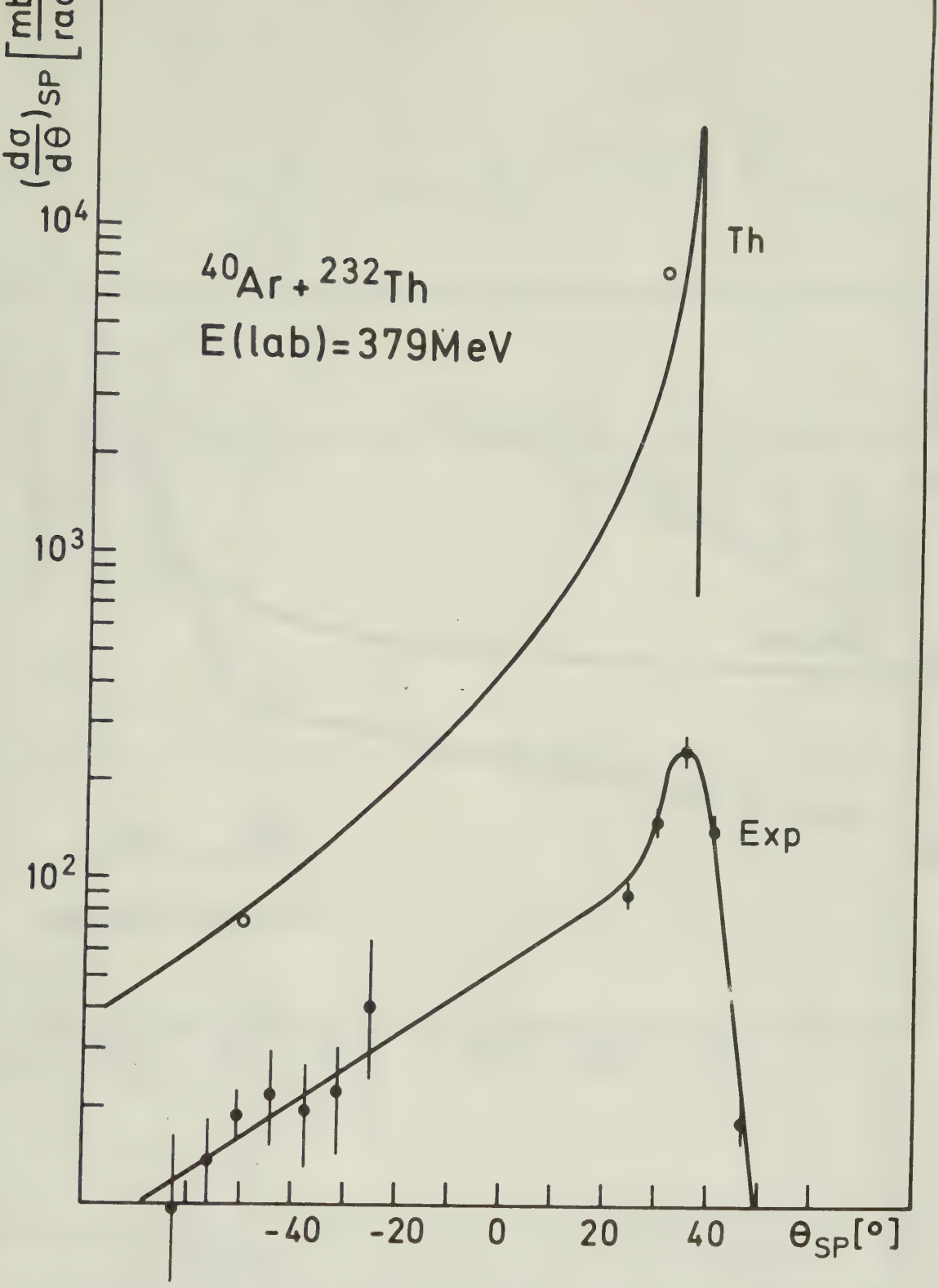


Fig.15 Experimentelle und theoretische Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Schwerpunktsystem. Die experimentelle Kurve gilt nur für den Ausgangskanal ^{42}K + Restkern [20], die theoretische Kurve dagegen für die Summe aller Ausgangskanäle; die beiden einzelnen Punkte bei -50° und $+30^{\circ}$ entsprechen der Summe der experimentellen Endkanäle (s.Text). Die theoretische Kurve ist mit $(\nabla V)^2$- Reibung, $K_{\pi}^{0}=4$, $K_{\varphi}^{0}=0.01$ berechnet.

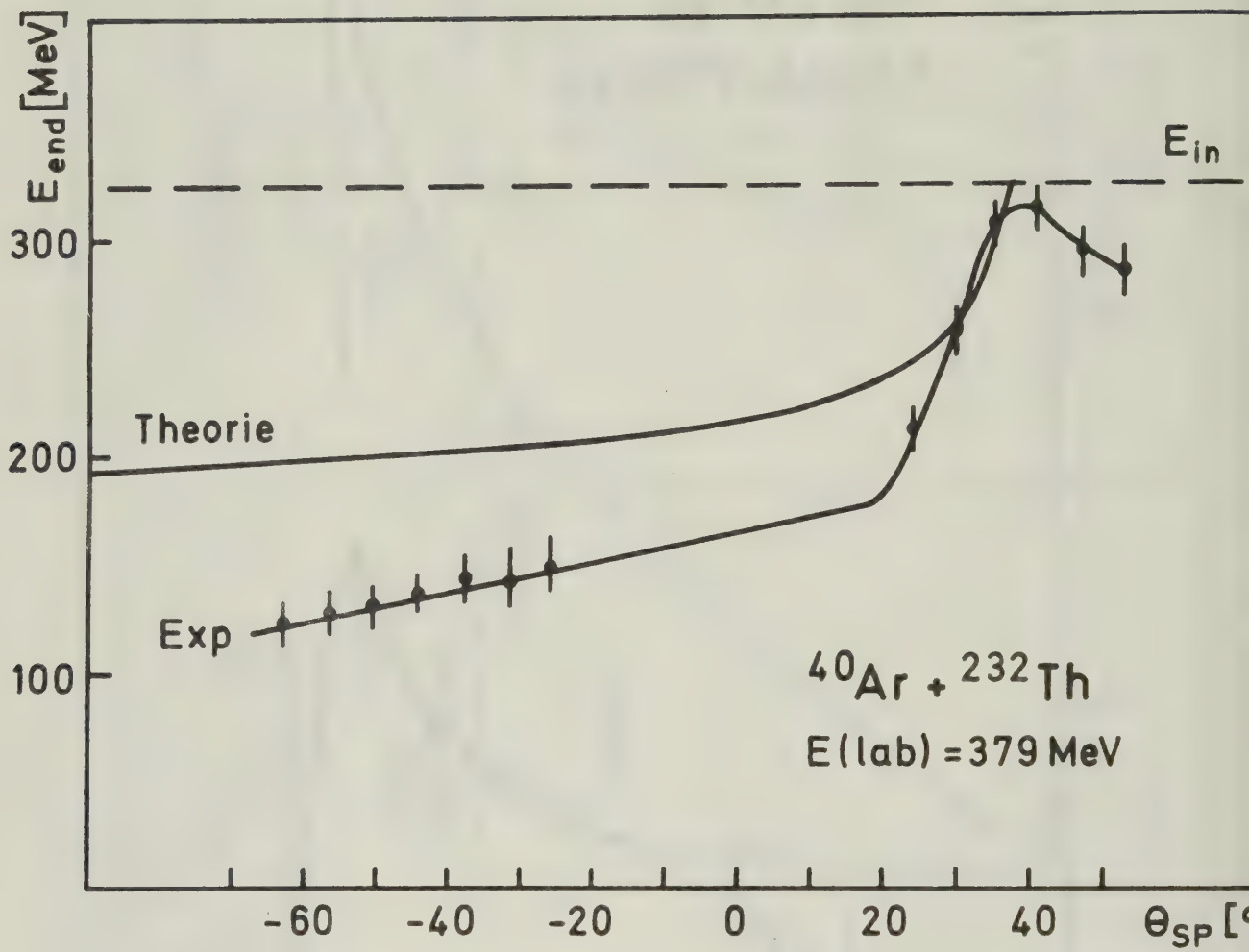


Fig.16 Experimentelle kinetische Energie E_{end} des Systems im ^{42}K - Ausgangskanal [20]; E_{in} ist die Einschußenergie. Die theoretische Kurve wurde mit $(\nabla V)^2$- Reibung, $K_r^0=4$, $K_\varphi^0=0.01$ berechn

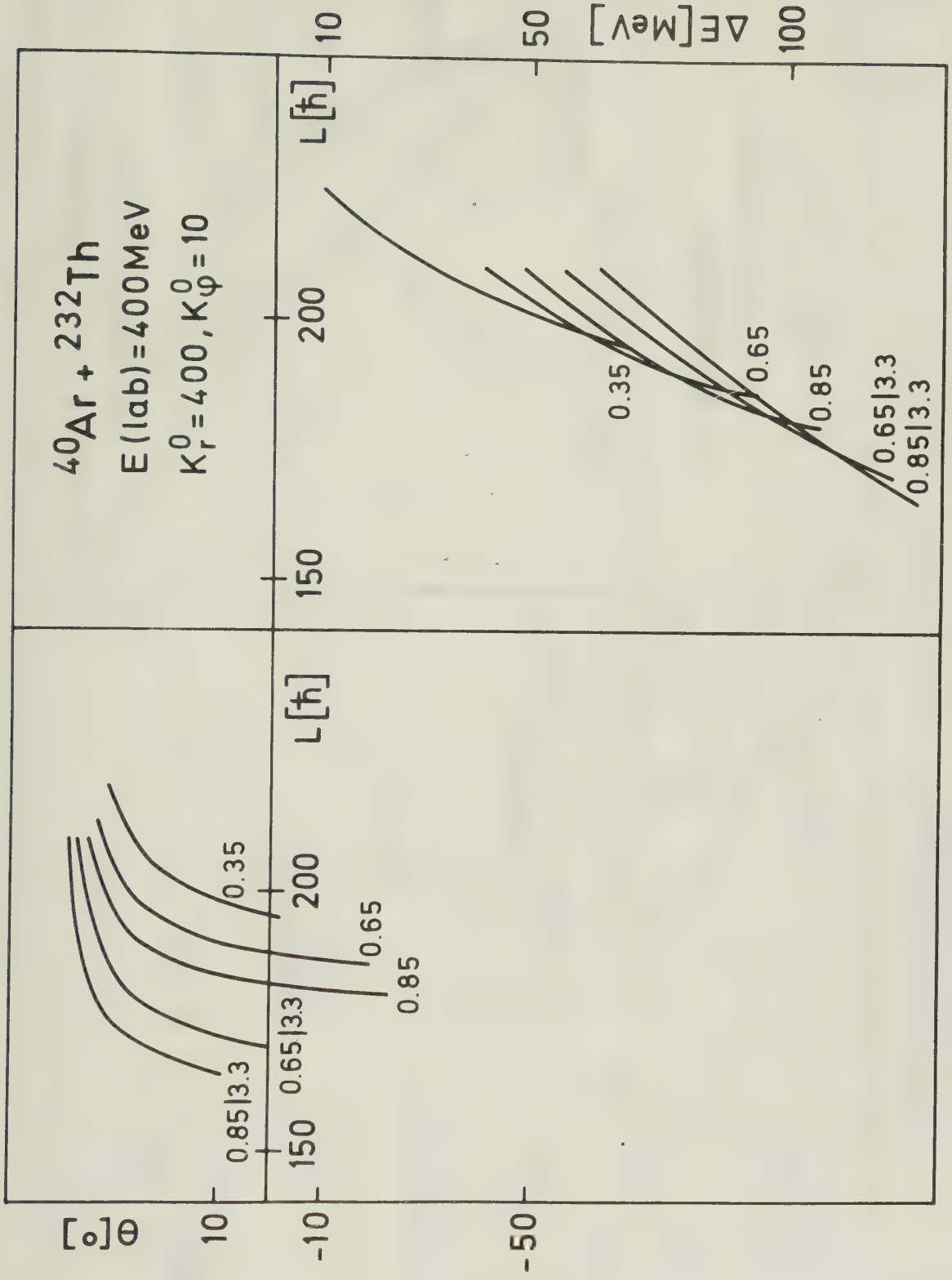


Fig.17 Ablenkungsfunktion und Energieverlust bei F - Reibung für verschiedene a_r und R_r. In zwei Fällen ist $R_r=R_D^{12}+3.3$ fm, sonst nach Gl.(15).

Fig.18 Ablenkungsfunktion und Energieverlust bei F - Reibung für verschiedene K_r^0, K_φ^0 und a_r.

Fig.19 Ablenkungsfunktion und Energieverlust bei F - Reibung für verschiedene K_r^0 und K_φ^0.

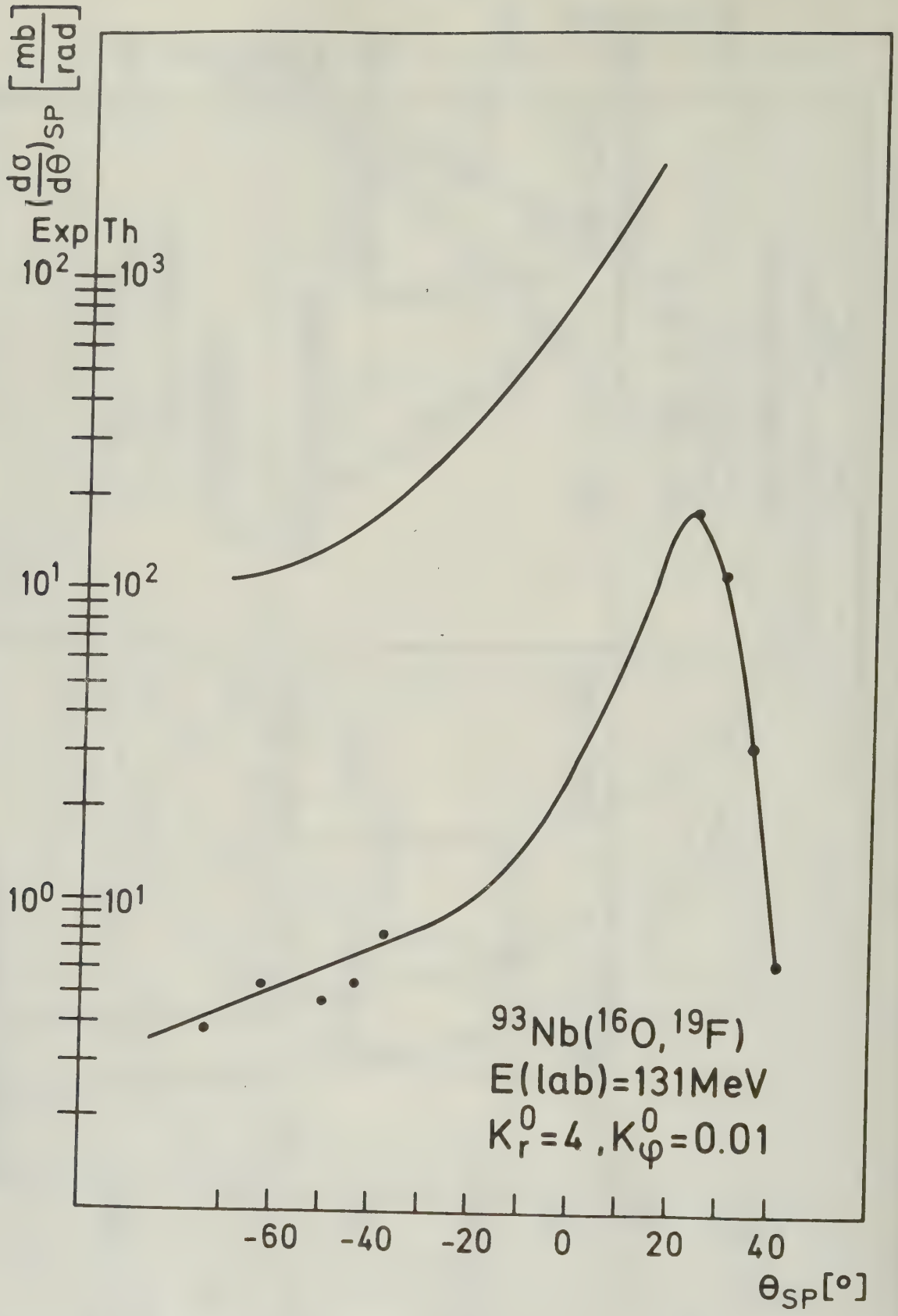
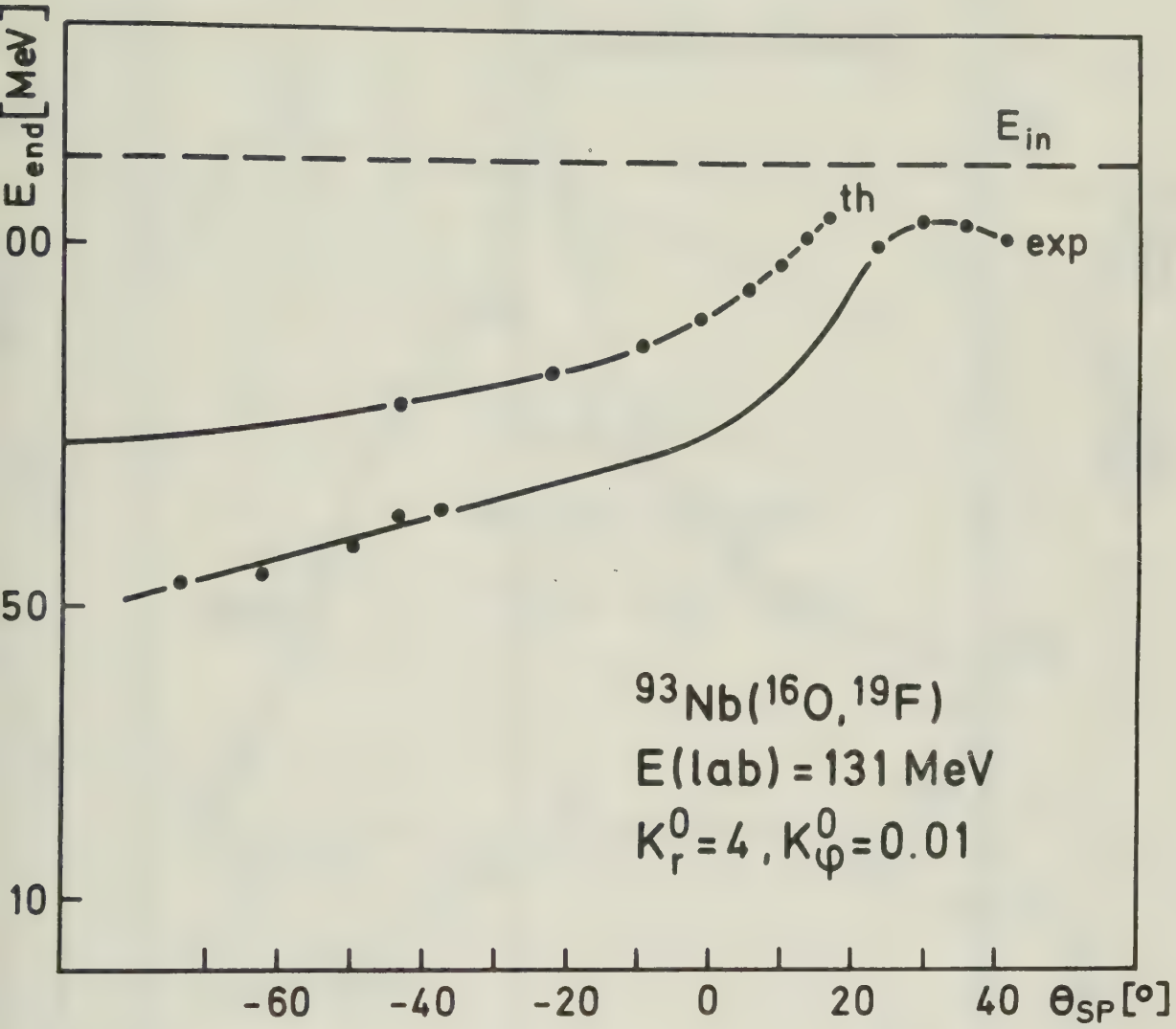


Fig.20 Experimentelle und theoretische Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes;die experimentelle Kurve gilt nur für den Ausgangskanal ^{19}F + Restkern [20],die theoretische dagegen für die Summe aller Endkanäle;sie ist berechnet mit $(\nabla V)^2$- Reibung,$K_r^0=4$,$K_\varphi^0=0.01$.



ig.21 Experimentelle kinetische Energie E_{end} des Systems im ^{19}F-Ausgangskanal [20]; E_{in} ist die Einschußenergie. Die theoretische Kurve wurde mit $(\nabla V)^2$- Reibung, $K_r^0=4$, $K_\varphi^0=0.01$ berechnet.

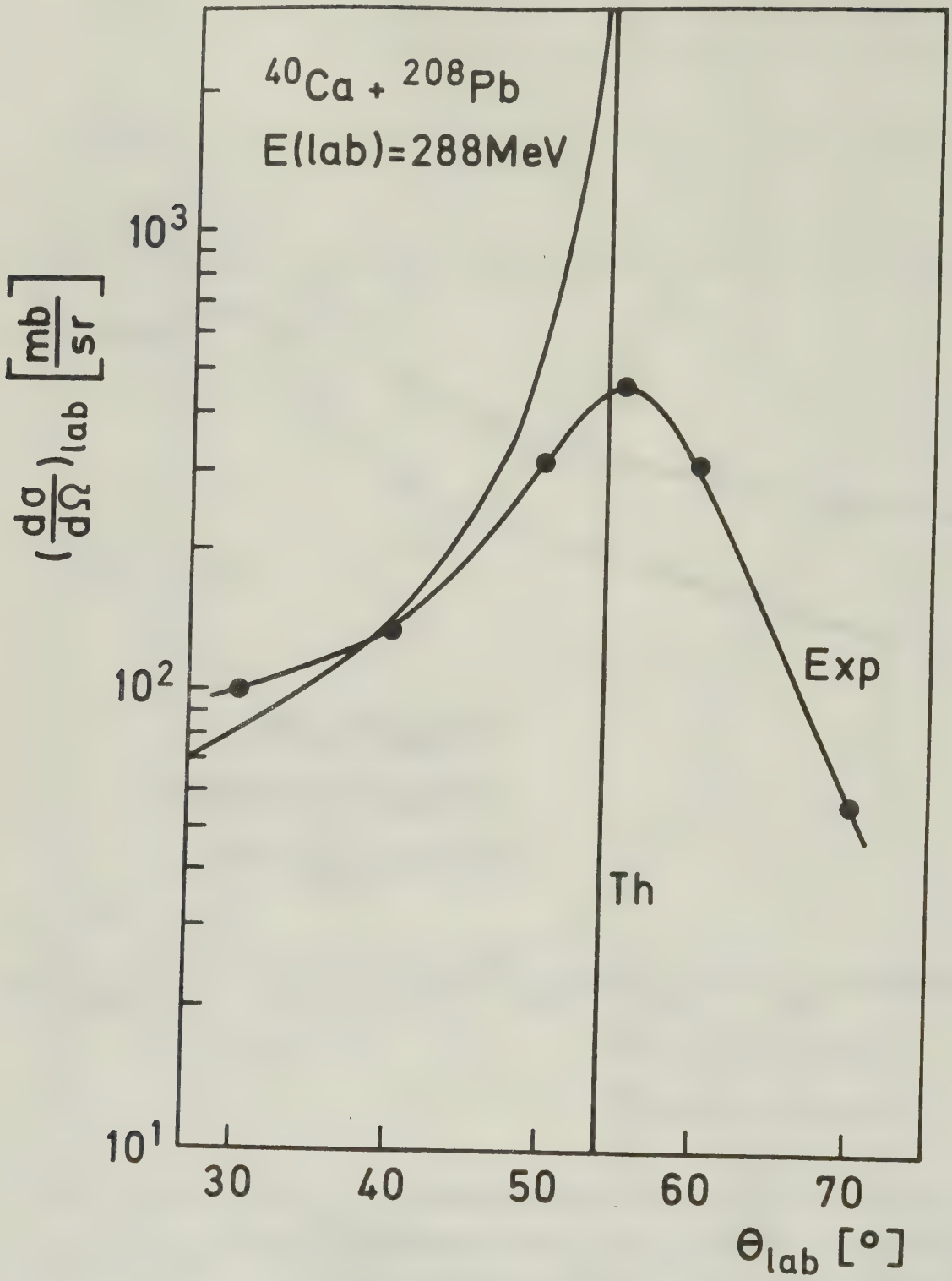


Fig.22 Experimentelle und theoretische Winkelverteilung des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Laborsystem, die experimentelle Kurve ist die Summe aller Endkanäle; die theoretische Kurve wurde mit $(\nabla V)^2$- Reibung, $K_r^0=4$, $K_\varphi^0=0.01$ berechnet.

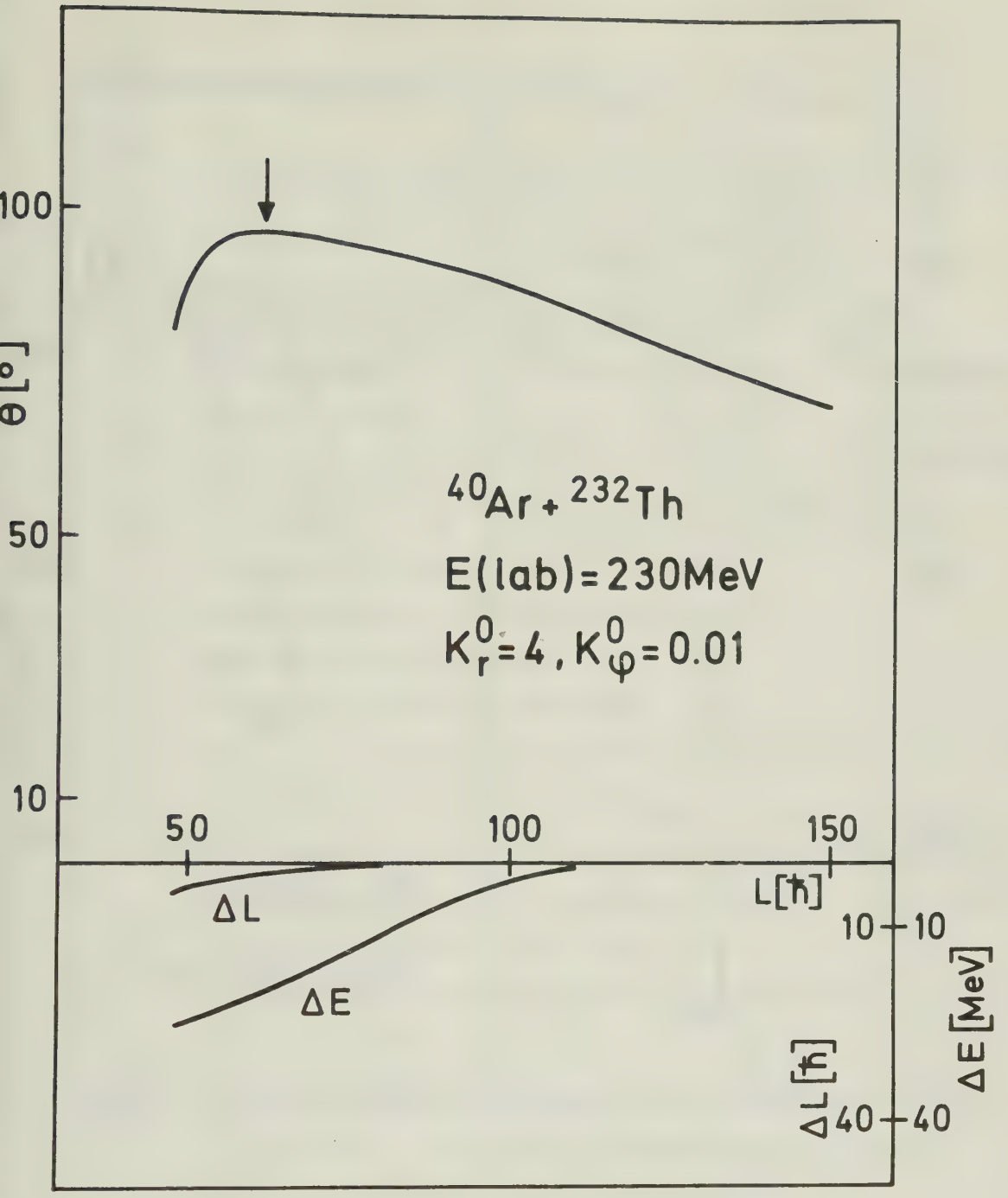


Fig.23 Ablenkungsfunktion $\Theta(L)$, Energie- und Drehimpuls-verlust ΔE bzw. ΔL für $^{40}Ar + ^{232}Th$ bei E(lab)=230 MeV.

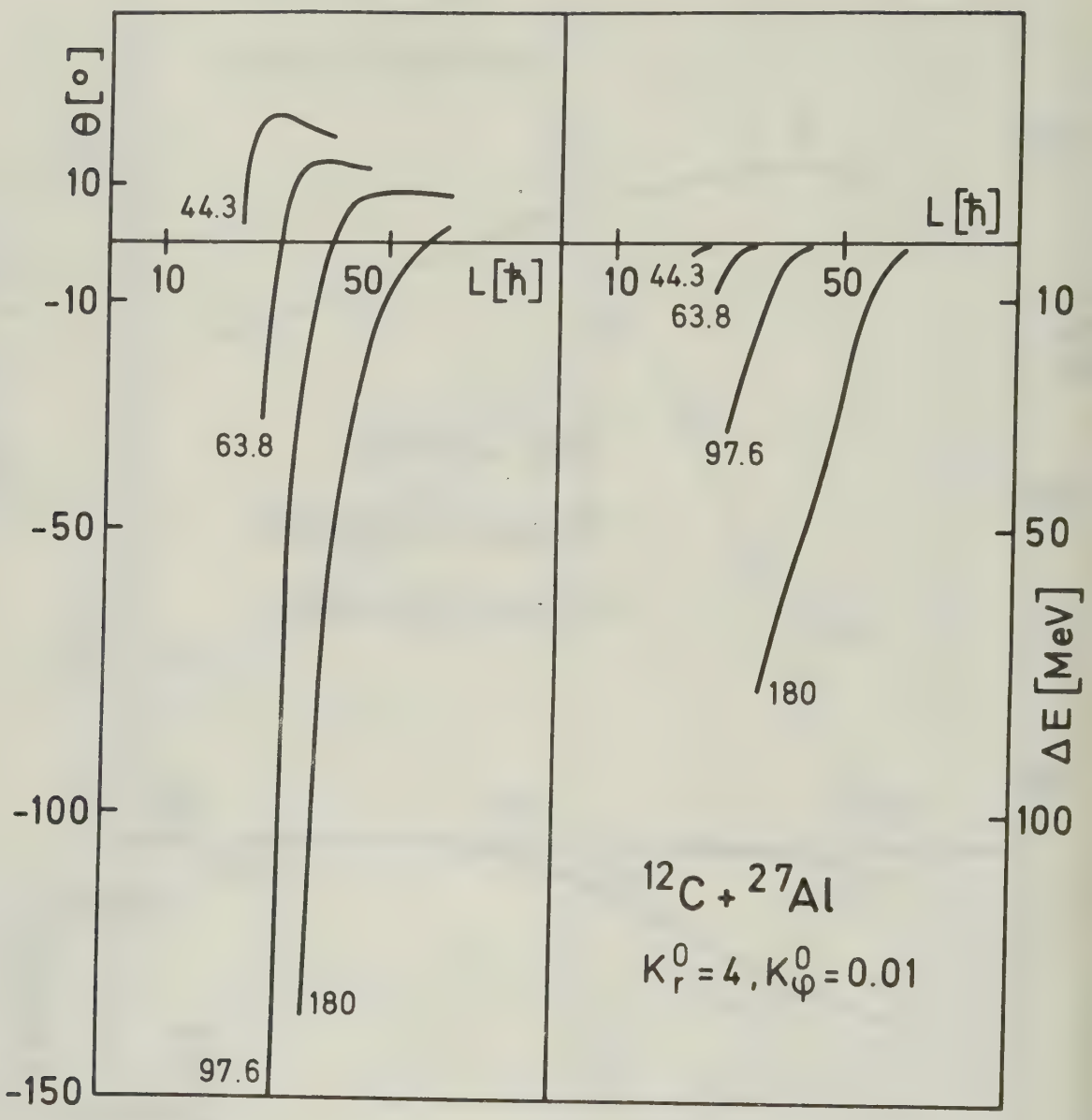


Fig.24 Ablenkungsfunktion und Energieverlust bei verschiedenen Energien.

Literaturverzeichnis

[1] A.M.ZEBELMAN,L.KOWALSKI,J.MILLER,K.BEG,Y.EYAL,G.JAFFE, A.KANDIL,D.LOGAN,Phys.Rev.C10(1974)200

[2] J.B.NATOWITZ,E.T.CHULICK,M.N.NAMBOODIRI, Phys.Rev.C6(1972)2133

[3] J.B.NATOWITZ,Phys.Rev.C1(1970)623

[4] M.N.NAMBOODIRI,E.T.CHULICK,J.B.NATOWITZ,R.A.KENEFICK, preprint,Texas 1974

[5] J.GALIN,B.GATTY,D.GUERREAU,C.ROUSSET,U.C.SCHLOTTHAUER-VOOS,X.TARRAGO,Phys.Rev.C9(1974)1113,1126

[6] R.L.KOZUB,N.H.LU,J.M.MILLER,D.LOGAN,T.W.DEBIAK, L.KOWALSKI,Phys.Rev.C11(1975)1497

[7] L.KOWALSKI,J.C.JODOGNE,J.M.MILLER, Phys.Rev.169(1968)894

[8] F.PLASIL,private Mitteilung

[9] H.H.GUTBROD,W.Q.WINN,M.BLANN,Nucl.Phys.A213(1973)267

[10] W.SCOBEL,private Mitteilung

[11] H.H.GUTBROD,F.PLASIL,H.C.BRITT,B.H.ERKILA,R.H.STOKES, M.BLANN,Proceedings to 3. IAEA,Symposium on Physics and Chemistry of Fission,Rochester 1973,Vol.2,309

[12] M.LEFORT,J.Phys.A Vol.7(1974)107

[13] T.SIKKELAND,Phys.Rev.Lett.27B(1968)277 und Arkiv f. Fys.36(1966)539

[14] K.K.WOLF,private Mitteilung

[15] J.PETER,private Mitteilung

[16] A.G.ARTUKH,G.F.GRIDNEV,V.L.MIKHEEV,V.V.VOLKOV, J.WILCZYNSKI,Nucl.Phys.A215(1973)91

[17] J.WILCZYNSKI,Phys.Lett.47B(1973)484

[18] G.F.GRIDNEV,V.V.VOLKOV,J.WILCZYSNKI, Nucl.Phys.A142(1970)385

[19] D.H.E.GROSS,H.KALINOWSKI,R.BECK,Proceedings to the International Conference on Nuclear Physics, München 1973,contribution 5.65

[20] J.WILCZYSNKI,private Mitteilung

[21] I.NEWTON,Philosophiae naturalis principia mathematica 1687

[22] Lord RAYLEIGH,The Theory of Sound, Macmillan London 1894-96,5. Kapitel

[23] R.BASS,Phys.Lett.47B(1973)139

[24] H.J.KRAPPE,R.NIX,Proceedings to 3. IAEA,Symposium on Physics and Chemistry of Fission,Rochester 1973, Vol.1,159

[25] R.BASS,Nucl.Phys.A231(1973)45

[26] R.A.BROGLIA,A.WINTHER,Physics Reports 4(1972)153

[27] D.M.BRINK,N.ROWLEY,Nucl.Phys.A219(1974)79

[28] A.BOHR,R.MOTTELSON,Nuclear Strukture,Vol.1, Benjamin New York Amsterdam 1969,S.161

[29] LANDOLT - BORNSTEIN,Band 2,Springer Verlag 1967

[30] W.D.MYERS,Proceedings to the International Conferenc on Reactions between Complex Nuclei,Nashville 1974, Vol.2,S.1

[31] M.C.BERTIN,S.L.TABOR,B.A.WATSON,Nucl.Phys.A167(1971)

[32] J.ORLOFF,W.W.DAEHNICK,Phys.Rev.C3(1971)430

[33] H.J.KORNER,Proceedings to the Symposium on Classical and Quantum Mechanical Aspects of heavy Ion Collisio Heidelberg 1974,Lecture Notes in Physics 33, Springer Verlag,S.39

[34] A.W.OBST,D.L.McSHAN,R.H.DAVIS,Phys.Rev.C6(1972)1814

[35] B.C.ROBERTSON,J.T.SAMPLE,Phys.Rev.C4(1971)2176

[36] M.LEFORT,C.NGO,J.PETER,B.TAMIN,Nucl.Phys.A197(1972)4

[37] R.BECK,D.H.E.GROSS,Phys.Lett.47B(1973)143
D.H.E.GROSS,Nucl.Phys.A240(1975)472

[38] D.H.E.GROSS,H.KALINOWSKI,Phys.Lett.48B(1974)302

[39] D.H.E.GROSS,H.KALINOWSKI,J.N.DE,Proceedings to the Symposium on Classical and Quantum Mechanical Aspect of Heavy Ion Collisions,Heidelberg 1974,Lecture Note in Physics 33,Springer Verlag,S.194

[40] T.D.THOMAS,Phys.Rev.116(1959)703

[41] J.N.DE,private Mitteilung

[42] P.COLOMBANI,Orsay preprint IPNO-PH-N-74-09

[43] Y.LE BEYEC,M.LEFORT,M.SARDA,Nucl.Phys.A192(1972)405
[44] Y.LE BEYEC,M.LEFORT,A.VIGNY,Phys.Rev.C3(1971)1268
[45] H.GAUVIN,Y.LE BEYEC,M.LEFORT,C.DEPRUN,
Phys.Rev.Lett.28(1972)697
[46] R.BIMBOT,H.GAUVIN,Y.LE BEYEC,M.LEFORT,N.T.PORILE,
B.TAMIN,Nucl.Phys.A189(1972)539
[47] H.J.KÖRNER,Y.EISEN,W.HENNING,D.G.KOVAR,J.P.SCHIFFER,
S.VIGDOR,B.ZEIDMAN,Frühjahrstagung Den Haag 1975,
Verhandlungen der DPG 7/1975 S.723
[48] J.WILCZYSNKI,Nucl.Phys.A216(1973)386
[49] J.GALIN,D.GUERREAU,M.LEFORT,X.TARRAGO,
Phys.Rev.C9(1974)1018
[50] H.H.DEUBLER,K.DIETRICH,Phys.Lett.56B(1975)241
[51] F.BECK,preprint Darmstadt 1975
[52] C.F.TSANG,preprint Berkeley 1974
[53] D.GLAS,U.MOSEL,Phys.Lett.49B(1974)301
D.GLAS,U,MOSEL,Nucl.Phys.A237(1975)429
[54] R.A.BROGLIA,C.H.DASSO,A.WINTHER,Phys.Lett.53B(1974)301

Diese Arbeit wurde verfertigt in der Arbeitsgruppe Theorie des Bereichs Kern- und Strahlenphysik am HAHN-MEITNER-Institut,Berlin-Wannsee.

Für Unterstützung dabei danke ich B.Bohne,I.Lang,D.Schöning und ganz besonders D.H.E.Groß.

Lebenslauf

19.8.46	geb. in Tangerhütte,Tochter des Dr.Karl Wisseroth und seiner Ehefrau Gertraude
1948	Umzug in die Bundesrepublik
1953-1957	Besuch der Volksschule in Ludwigshafen/Rhein
1957-1966	Besuch des Geschwister-Scholl-Gymnasiums in Ludwigshafen
März 66	Abitur
1966-1972	Physikstudium an der Technischen Hochschule Darmstadt
Mai 72	Diplom in theoretischer Physik THD
Mai 72	Heirat
1.9.72-31.5.75	wiss.Angestellte am Hahn-Meitner-Institut Berlin,Bereich Kern- und Strahlenphysik, Arbeitsgruppe Theorie
seit 1.6.75	wiss.Assistentin der Freien Universität Berlin,FB 20,WE 3